



Noyaux actifs de galaxies en rayons gamma extrêmes

Olivier Hervet

► To cite this version:

Olivier Hervet. Noyaux actifs de galaxies en rayons gamma extrêmes : Connexions radio-gamma pour l'étude des blazars intermédiaires. Phénomènes cosmiques de haute energie [astro-ph.HE]. Observatoire de paris, 2015. Français. NNT : . tel-01240215

HAL Id: tel-01240215

<https://hal.science/tel-01240215>

Submitted on 8 Dec 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



OBSERVATOIRE DE PARIS
ÉCOLE DOCTORALE ASTRONOMIE & ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE

THÈSE DE DOCTORAT
ASTRONOMIE & ASTROPHYSIQUE

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'OBSERVATOIRE DE PARIS

présentée par

Olivier Hervet

**Noyaux actifs de galaxies en rayons gamma extrêmes :
Connexions radio-gamma pour l'étude des blazars intermédiaires**

Sous la direction de Catherine Boisson et Hélène Sol

Thèse soutenue le 25 septembre 2015 devant le jury composé de :

Mme. Catherine Boisson	
M. Stéphane Corbel	
M. Yves Gallant	
M. Gilles Henri	<i>Rapporteur</i>
M. Benoît Lott	
M. Michael Punch	<i>Invité</i>
M. Jérôme Rodriguez	<i>Rapporteur</i>
M. Daniel Rouan	<i>Président</i>
Mme. Hélène Sol	

*À mes parents,
qui m'ont donné les moyens de vivre de mes passions.*

Remerciements

Ainsi s'achève mon doctorat. Ces trois années au LUTH sur le site magnifique de l'observatoire de Meudon ont été pour moi une expérience humaine et professionnelle intense, mêlant les moments d'abattement à ceux plus intenses de joie et d'excitation lorsqu'on arrive à défricher un peu des terrains scientifiques encore inexplorés. Ce passage initiatique qu'est la thèse m'a permis de m'affirmer, et de confirmer que cette voie particulière de la recherche en astrophysique est bien celle qui me correspond.

C'est pourquoi je me dois de remercier tous ceux qui ont été là pour moi durant cette aventure, ainsi que les personnes ayant croisé mon chemin de manière plus ou moins marquante. Un grand merci tout d'abord à Catherine et Hélène qui ont fait preuve d'une grande gentillesse durant ces trois ans, je les remercie de toute la considération qu'elles m'ont témoignée ainsi que de leur langage franc qui a permis de débloquent de nombreuses situations. Je les remercie tout particulièrement pour la confiance qu'elles m'ont accordée durant ma dernière année de doctorat en me laissant carte blanche pour m'engager sur des projets personnels, au regard des autres doctorants de mon entourage cette liberté de travail semble être d'une précieuse rareté. Merci à Andreas de m'avoir fait entrer au LUTH lors de mon stage de M2, puis d'être resté disponible pour m'aider dès qu'il le pouvait. Merci pour son amitié et son soutien à tout instant.

Je remercie et salue plus généralement toute l'équipe "Phénomènes de Haute Energie" (PHE) du LUTH qui est très soudée et solidaire pour chacun des membres. Salut à Zakaria pour sa proximité et son grand soutien, et aussi pour toutes les discussions intéressantes que l'on a pu avoir autour d'un café (ou d'un verre d'eau chaude), pour ces mêmes raisons je salue également Mathieu, et Rémi auquel je souhaite bonne chance pour son nouveau post-doc. J'en profite d'ailleurs pour remercier la machine à café du LUTH qui fournit un travail absolument primordial dans l'entretien de la bonne santé psychologique du personnel, tout en espérant que cette oasis d'interaction sociale restera gratuite, car d'intérêt public.

Un grand salut à Guillaume, mon compère et associé des pauses café et soirées. Je tiens aussi à dire que les moments de discussion avec Guillaume, Silvano, Fabrice et Didier où le temps semble s'arrêter vont certainement me manquer.

Salut également à Jean-loup dont nous nous suivons depuis le Master, fidèle au poste pour des pauses chocolat, nos chemins n'ont probablement pas fini de se croiser. Un salut aussi à toute la clique des doctorants du LESIA dont je souhaite le meilleur pour la suite.

Je n'oublie pas non plus mes prédécesseurs doctorants dans cette équipe, Matteo et Jean-Philippe, avec qui je suis sûr de garder des échanges fructueux ; et aussi bien sûr la relève avec Maialen et bientôt Cédric. J'ai eu de la chance au cours de ces trois ans d'avoir des colocataires de bureau très sympathiques, un salut donc à Bruno, et à Miguel à qui je souhaite une très bonne réussite de sa thèse en évitant de se mettre trop de pression.

De manière générale salue tous les autres doctorants du LUTH, et je remercie l'équipe de secrétariat pour son travail avec nos missions.

Merci bien sûr aux membres du jury Stéphane Corbel, Yves Gallant, Benoît Lott, Michael Punch et Daniel Rouan d'avoir accepté cette tâche et d'avoir tous été présents lors de la soutenance, et tout particulièrement à mes rapporteurs Gilles Henri et Jérôme Rodriguez à qui j'ai imposé des délais très serrés durant le mois d'août.

Lors de mon périple d'un mois en Namibie sur le site de H.E.S.S. j'ai rencontré des personnes inoubliables, je tiens à remercier les locaux que sont Albert, Frikkie, Volker et Adèle pour leur accueil et leur amitié. Je salue aussi mes co-shifters Thomas, Knut et Gianluca pour ces nuits d'observation et ces journées exotiques passés ensemble.

J'ai une pensée particulière pour Cameron et Rhianne avec qui nous avons partagé de superbes moments le temps de leur vie parisienne, je leur souhaite tout le bonheur possible à Minneapolis.

Enfin je remercie Marie qui m'accompagne depuis le début (et même avant) de ce doctorat, avec qui nous avons traversé ensemble les meilleurs moments ainsi que les plus difficiles. L'avenir est maintenant plein de promesses, il ne reste plus qu'à se lancer.

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIÈRES	7
I Introduction	13
1 NOYAUX ACTIFS DE GALAXIES	15
I.1.1 Structure et mécanique d'un AGN	15
I.1.2 Zoologie et classification des AGN	17
I.1.2.1 Galaxies de Seyfert et LINERs	17
I.1.2.2 Quasars	18
I.1.2.3 Radio-galaxies, FR I et FR II	18
I.1.2.4 Modèle d'unification	20
I.1.3 Blazars	20
I.1.3.1 Illumination relativiste	21
I.1.3.2 Distribution spectrale d'énergie	22
I.1.3.3 Variabilité	24
I.1.3.4 Aspect en VLBI	24
2 ASTRONOMIE GAMMA	31
I.2.1 Astronomie spatiale	31
I.2.2 Astronomie au sol, les télescope à imagerie Tcherenkov atmosphérique . .	33
I.2.2.1 Rayonnement Tcherenkov des gerbes atmosphériques	34
I.2.3 L'expérience H.E.S.S.	37
I.2.3.1 Analyses H.E.S.S.	38
I.2.3.2 Hillas	39
I.2.3.3 Model 3D	40
I.2.3.4 Model++	41
I.2.3.5 Paris-MVA	41
I.2.3.6 ImPACT	42
I.2.3.7 Détection d'une source	42

II	Accélération, rayonnement et modélisation des blazars	47
1	ACCÉLÉRATION ET ÉMISSION NON-THERMIQUE DES PARTICULES	49
II.1.1	Accélération des particules dans les jets	49
II.1.1.1	Chocs, Processus d'accélération de FERMI I	49
II.1.1.2	Reconnexions magnétiques et turbulences	51
II.1.2	Emission non-thermique des blazars	52
II.1.2.1	Emission synchrotron	52
II.1.2.2	Émission Compton-inverse	54
II.1.2.3	Absorption par création de paires	57
2	REVUE DES MODÈLES D'ÉMISSION DES BLAZARS	61
II.2.1	Modèle purement SSC et quelques variantes	61
II.2.1.1	Modèle SSC leptonique à une zone	61
II.2.1.2	Blob-in-jet	62
II.2.1.3	Multi-blobs	63
II.2.2	Modèles stationnaires avec Compton externe	65
II.2.2.1	Interaction avec le rayonnement diffusé du disque	65
II.2.2.2	Deux blobs	66
II.2.2.3	Spine-layer	67
II.2.2.4	Ralentissement du jet	68
II.2.3	Modèle lepto-hadronique	69
II.2.4	Propagation du jet	70
II.2.4.1	"Blob-in-jet" évolutif	70
II.2.4.2	Effet "Compton-rocket"	72
II.2.5	Modèles semi-MHD	72
3	LE CODE "BJET"	77
II.3.1	Modèle leptonique du blob de haute énergie	77
II.3.2	Radiation du disque d'accrétion et interaction blob-BLR	78
II.3.3	Modèle leptonique du jet	80
II.3.3.1	Structure du jet	80
II.3.3.2	Rayonnement du jet	81
II.3.4	Interaction de rayonnement blob-jet	81
II.3.4.1	Absorption du rayonnement du blob par le jet	82
II.3.4.2	Effet Compton-inverse des particules du blob sur le champ de radiation du jet	83
II.3.5	Adaptation aux grands angles de visée	84
II.3.5.1	Aberration relativiste	84
II.3.5.2	Absorption du rayonnement du blob par le jet	84
II.3.5.3	Transfert radiatif du jet stratifié	85
II.3.5.4	Considérations sur les angles de visées	89

III Etude des blazars intermédiaires	91
1 LIMITES DE LA DICHOTOMIE DES BLAZARS	93
III.1.1 Jets radio	93
III.1.2 Classes spectrales	94
2 LE BLAZAR AP LIBRAE	97
III.2.1 Historique	97
III.2.2 Couverture multi-longueur d'onde	99
III.2.2.1 Données simultanées, quasi-simultanées et non-simultanées	99
III.2.2.2 Contamination par la galaxie hôte	100
III.2.3 Limites du scénario SSC standard	102
III.2.3.1 Choix du régime : Thomson ou Klein-Nishina (KN)	103
III.2.3.2 Contraintes du domaine $B - \delta$	104
III.2.3.3 Modélisation par un scénario de pur SSC	105
III.2.3.4 Importance du jet étendu	107
III.2.4 Contraintes via l'analyse du jet VLBI	108
III.2.4.1 Caractéristiques du coeur radio	108
III.2.4.2 Vitesse des nodules radio	110
III.2.4.3 Positions et tailles des nodules radio	111
III.2.5 Modélisation et Énergies	112
III.2.5.1 Temps de refroidissement	114
III.2.5.2 Population froide	116
III.2.5.3 Budget énergétique	117
III.2.5.4 Mécanisme d'accrétion	118
3 DÉFINITION D'UNE CLASSE INTERMÉDIAIRE	123
III.3.1 jets étendus en rayons X	123
III.3.2 Les blazars "BSRQs", à changement de pente dans le millimétrique	125
III.3.3 Classification suivant la cinématique des jets VLBI	129
III.3.3.1 Recoupement avec les classes spectrales	131
III.3.3.2 Recoupement avec le type de morphologie des jets radio	132
III.3.3.3 Facteurs Doppler, facteurs de Lorentz et angles de visée	134
III.3.3.4 Angles d'ouverture du jet interne	137
III.3.3.5 Évolution des nodules radio	139
III.3.4 Étude d'un blazar intermédiaire, le cas de BL Lacertae	146
III.3.4.1 Nodules transitoires et propagation d'une perturbation	147
III.3.4.2 Évolution des nodules transitoires	148
III.3.5 Discussion et interprétation	149
III.3.5.1 Nodules radio vus comme des chocs de recollimation	150
III.3.5.2 Éruptions	153

IV	Analyse et Calibration H.E.S.S.	155
1	ÉTUDE DE DEUX AGN	157
IV.1.1	PMN J1603-4904	157
IV.1.1.1	Introduction	157
IV.1.1.2	Analyse et discussion	158
IV.1.2	PKS 0625-354	160
IV.1.2.1	Introduction	160
IV.1.2.2	Analyse	160
IV.1.2.3	Modélisation	162
IV.1.2.4	Discussion	163
2	OPTIMISATION DE LA PRÉCISION ASTROMÉTRIQUE DE H.E.S.S.	167
IV.2.1	Le modèle mécanique	167
IV.2.2	Optimisation du modèle <i>StarPointing</i>	169
IV.2.2.1	Principe général	169
IV.2.2.2	Simulation	172
IV.2.2.3	Décalage entre les courbes de lumières observées et simulées	173
IV.2.2.4	Résultats et discussion	175
V	Conclusion et perspectives	179
	BIBLIOGRAPHIE	185
VI	Annexe	193
	TABLE DES FIGURES	207
	LISTE DES TABLEAUX	212

GLOSSAIRE

- ADAF** Advection Dominated Accretion Flow. 97, 123–125, 185, 186
- AGN** Noyau actif de galaxie. 9, 19–24, 27, 28, 37, 38, 55, 60–62, 81–83, 97, 101, 116, 134, 154, 164, 186, 187
- BL Lac** Blazar ayant des caractéristiques proches de celui nommé BL Lacertae.. 14, 24, 27, 37, 38, 97, 98, 101, 103, 127, 128, 130, 133, 162, 185, 186
- BLR** Sone de raies larges. 21, 27, 81, 83, 85, 86, 99, 132, 133
- CSO** Objet symétrique compact. 161–163, 187
- Disque fin standard** Disque optiquement épais et géométriquement fin. 97, 123–125, 185, 186
- EBL** Fond diffus extragalactique. 10, 62, 63, 163, 167
- FR I** Morphologie radio Fanaroff-Riley de classe 1. 23, 27, 97–99, 127, 128, 164, 185
- FR II** Morphologie radio Fanaroff-Riley de classe 2. 23, 27, 97–99, 127, 128, 185
- FSRQ** Flat Spectrum Radio Quasar. 26, 27, 37, 38, 97, 98, 108, 122–125, 127, 128, 130, 133, 135, 136, 155, 185, 186
- HBL** High frequency peaked BL Lac. 26, 27, 37, 60, 98, 100, 111, 127, 130, 133, 154, 155, 167, 168, 186, 187
- HSP** High synchrotron peak. 27
- Hymor** Hybrid-Morphology. 10, 98, 99, 128
- IACT** Imagerie par télescope Tcherenkov atmosphériques. 171
- IBL** Intermediate frequency peaked BL Lac. 14, 26, 27, 81, 98–100, 108, 185–187
- ISP** Intermediate synchrotron peak. 26
- KN** Klein-Nishina. 107, 108
- LBL** Low frequency peaked BL Lac. 14, 26, 27, 81, 98–102, 108, 130, 133, 135, 136, 185–187
- LSP** Low synchrotron peak. 26
- MHD** Magnéto-Hydrodynamique. 55, 56

MOJAVE Monitoring of jets in active galactic nuclei with VLBA experiments. 11, 32, 97, 98, 112, 113, 115, 117, 134, 157, 186

NLR Zone de raies étroites. 21

PSF Fonction d'étalement du point. 105

pur SSC Modèle SSC leptonique à une zone. 11, 110

RL Radio Loud. AGN émettant fortement en radio. 22, 23, 28, 81–83, 97, 116, 134

SED Distribution spectrale d'énergie. 10–12, 14, 15, 26, 27, 60, 62, 63, 65, 81, 82, 97, 98, 100, 104–114, 116–118, 129, 133, 162–164, 166, 167, 169, 185, 186

SSC Synchrotron Self Compton. 11, 27, 60, 81, 82, 84, 88, 99, 100, 106–111, 115–117, 120, 122, 128, 129, 132, 138, 164, 166, 167, 185

VHE Very High Energy. 9, 12, 14, 28, 37, 38, 55, 62, 81, 98, 99, 102, 106, 110, 111, 115, 117, 119, 161, 163–166, 186, 187

VLA Very Large Array. 10, 99

VLBI Very Long Base Interferometry. 9, 11, 23, 28, 29, 32, 85, 97, 102, 112, 113, 116, 117, 134, 153, 154, 157, 167, 185, 186

I

Introduction

NOYAUX ACTIFS DE GALAXIES

1

Lorsqu'on observe le ciel nocturne à l'œil nu on a cette impression d'ordre statique, de positions figées d'étoiles. Les mouvements célestes communs visibles à l'œil nu suivent des trajectoires précises calculées pour certaines depuis l'antiquité. C'est naturellement que le ciel fut toujours associé au divin, à l'immuable et l'éternel.

Cette vision a été totalement balayée au début du XXème siècle par l'amélioration de la technique d'observation. La précision accrue des télescopes nous a permis d'accéder aux mouvements des galaxies et des étoiles ainsi qu'à leur évolution associée. Au milieu du XXème siècle, grâce au développement de l'astronomie radio et celle des hautes énergies (de rayons-X à rayons Gamma), nous avons eu accès aux phénomènes astrophysiques les plus violents, dans lesquels des particules sont accélérées à des vitesses proches de celle de la lumière et dont l'énergie incroyable dégagée nous permet d'observer les sources émettrices à de très grandes distances.

Les noyaux actifs de galaxies (que j'appellerai **AGN**¹ par la suite) sont une illustration parfaite de cette débauche d'énergie incommensurable à notre échelle, à l'opposé complet d'une vision calme et rassurante de l'Univers.

On estime la population d'**AGN** à environ 17% de de la population totale des galaxies à faible distance ($z \in [0.05 - 0.1]$) et à 25% pour des décalages vers le rouge compris entre $z = 0.15$ et $z = 0.2$ (Netzer 2015). Les **AGN** ont donc joué un rôle primordial dans l'évolution des galaxies. Les premières galaxies étaient beaucoup plus actives qu'aujourd'hui, cette activité a ensuite décliné au fur et à mesure de la raréfaction de matière dans l'environnement proche des trous noirs supermassifs. Notre Voie Lactée est un exemple typique de galaxie "éteinte" présentant des traces d'une ancienne activité.

Les **AGN** les plus lumineux observables sont en majorité au sein de galaxies elliptiques géantes, ces galaxies sont le résultat d'un grand nombre de fusions qui ont complètement brassé l'environnement proche du trou noir central, elles ont ainsi permis de renouveler le réservoir de matière disponible et de maintenir une activité.

I.1.1 STRUCTURE ET MÉCANIQUE D'UN AGN

Un **AGN** est un système créé par l'interaction entre un trou noir supermassif (de 10^5 à $10^{10} M_{\odot}$) situé au centre de galaxies elles-mêmes massives (de l'ordre de mille fois

1. De l'acronyme anglais usuellement utilisé pour "Active Galactic Nuclei"

la masse du trou noir central) et de la matière capturée dans le champ gravitationnel intense du trou noir. Cette matière, principalement composée d'hydrogène ionisé, chute en spiralant sur le trou noir, et dû à une conservation du moment cinétique, un disque de matière se forme appelé disque d'accrétion. Le rayonnement thermique observable des disques d'accrétion donne une température typique de l'ordre de 10^4 Kelvin, il existe cependant un gradient très important de température entre les bord extérieurs beaucoup plus froids que la couronne interne du disque. La rotation rapide de ce gaz ionisé génère un fort champ magnétique pouvant être responsable de l'accélération à haute énergie des particules. Ce disque est lui-même inscrit dans un tore de poussière de plus basse température ($\sim 100 - 1000$ K), reconnaissable principalement par son opacité ou bien par la présence d'une émission forte en infrarouge.

L'interaction entre le disque d'accrétion et le trou noir central peut dans certains cas produire des jets se propageant le long de l'axe de rotation du trou noir. Ces jets sont remarquables par leur dimension observable en radio, ils peuvent atteindre l'échelle du Mpc, comparable à la distance moyenne entre différentes galaxies. Ils sont aussi remarquables par l'accélération énorme des particules (généralement considérées comme des électrons, positrons ou protons) pouvant atteindre des facteurs de Lorentz individuelles de plusieurs millions, responsables d'émissions importantes aux très hautes énergies ($E > 100$ GeV).

Des zones gazeuses réparties de manière sphérique autour du système disque-trou noir on été mis en évidence par la particularité de leur raies d'émission. On caractérise principalement deux zones, une de raies d'émission larges relativement proche du trou noir nommée **BLR** (Broad Lines Region) et une plus lointaine présentant des raies d'émission étroites nommée **NLR** (Narrow Lines Region).

On utilise ici le terme "mécanique" car un **AGN** peut être vu comme une machine ou un moteur, dans le sens où l'on est en présence d'un système qui convertit une source d'énergie en une autre. De même que les performances d'un moteur peuvent être évaluées par un rendement (entre le flux de carburant utilisé et le couple obtenu par exemple), nous faisons de même avec les **AGN** en parlant d'efficacité d'accrétion correspondant au rendement entre l'énergie apportée au système et celle émise par le système sous forme de jets et de rayonnement par exemple, noté de cette manière :

$$\eta = \frac{E}{mc^2}, \quad (1.1)$$

avec mc^2 l'énergie totale de la matière à accrétée par le système et E l'énergie dégagée par le système. L'efficacité d'accrétion est de l'ordre de 0.1 pour un **AGN**, à titre de comparaison l'efficacité de la fusion nucléaire est de $\eta \sim 8 \times 10^{-4}$. Les **AGN** sont les moteurs les plus grands et les plus efficaces de l'univers hormis les phénomènes courts cataclysmiques tels que les sursauts gamma.

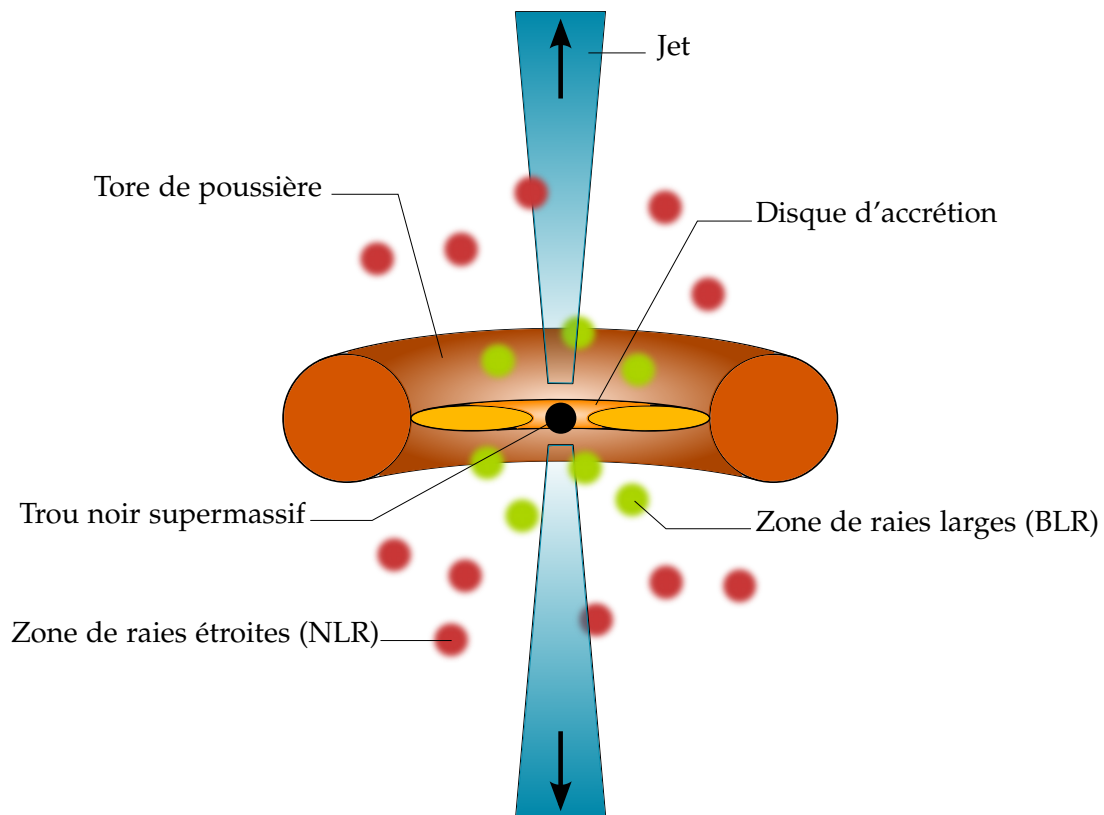


FIGURE I.1.1 – Représentation schématique d'un **AGN** possédant des jets.

I.1.2 ZOOLOGIE ET CLASSIFICATION DES AGN

La zoologie des **AGN** est assez complexe. Comme c'est souvent le cas en astronomie, la complexité de la classification des **AGN** est due en grande partie à des raisons historiques, guidées par l'évolution des techniques d'observations. De plus, suivant les fréquences auxquelles on observe les **AGN**, les flux, les pentes spectrales et les images sont extrêmement différents. Ceci a amené à différentes classifications suivant le domaine spectral observé. Depuis une vingtaine d'années, de nombreux efforts ont été entrepris pour clarifier et simplifier la classification des **AGN** via des scénarios d'unification entre différentes classes.

I.1.2.1 Galaxies de Seyfert et LINERs

La caractérisation des **AGN** par l'étude des raies d'émission visibles est la plus ancienne méthode de classification de ces sources. La présence de fortes raies d'émission provenant du noyau de certaines galaxies est un marqueur de l'activité du système central. Ces galaxies avec un noyau ionisé ont été nommées en 1943 les galaxies de Seyfert,

du nom de l'astronome américain Carl Keenan Seyfert qui a le premier eu l'idée de les classer suivant la largeur de leur raies d'émission (Seyfert 1943). Les Seyfert de type I présentent des raies larges avec de fines raies interdites, alors que les Seyfert de type II ne présentent que des raies fines. La découverte de spectres avec des raies permises larges et fines a permis d'affiner la classification avec des Seyfert de type intermédiaires, dont une synthèse a été effectuée par Osterbrock (1981).

Les galaxies avec un noyau de type LINER (low-ionization nuclear emission-line region) peuvent être vues comme des galaxies Seyfert avec des raies d'émission de plus faibles luminosités. Il s'agit de la classe d'AGN la moins lumineuse, de nombreux débats ont d'ailleurs été posés concernant la nature des LINERs, si les raies d'émission pouvaient être dues à une forte activité de formation stellaire plutôt qu'à la présence d'un disque d'accrétion. Afin de mieux saisir la différence entre LINER et galaxies de Seyfert nous pouvons nous référer à l'article de Kewley et al. (2006).

I.1.2.2 Quasars

Les quasars représentent la classe la plus lumineuse des AGN, et de manière générale ce sont les objets stationnaires les plus lumineux de tout l'univers observable. Le terme quasar est apparu dans les années 60 en contraction de l'appellation "quasi-stellar radio source", en effet le développement rapide de l'astronomie radio après la seconde guerre mondiale a permis de dévoiler l'existence de sources émettant fortement en radio, avec pour certaines une contrepartie visible présentant des raies inconnues. Par l'étude précise des raies d'émission du quasar 3C 273, Schmidt (1963) démontra pour la première fois que ces raies sont en fait connues mais extrêmement décalées vers le rouge, déduisant de fait la nature extragalactique lointaine de ces objets. L'usage du terme quasar s'est peu à peu éloigné de la description d'origine pour devenir un générique de AGN. Les QSOs (quasi-stellar objects) sont des quasars sélectionnées sur la base de critères purement visibles (Seyferts, LINERs) alors que les QSSs (quasi-stellar sources) sont des quasars sélectionnées selon des critères visibles et radio. Les QSSs sont aussi nommés radio-loud² quasars.

Afin d'être clair dans la classification on utilisera le terme quasar en restant au plus proche de sa définition originale, lorsqu'il s'agit d'un AGN émettant fortement en radio avec d'intenses raies d'émission.

I.1.2.3 Radio-galaxies, FR I et FR II

Environ 10% des AGN possèdent des jets détectables en radio (Netzer 2015). La définition d'un AGN émettant fortement en radio (RL) n'est pas absolue mais relative entre différentes sources. La méthode classique pour quantifier cette émission est de comparer le flux radio à une fréquence donnée avec le flux d'une raie ou d'une bande visible, par exemple le ratio $F_{\nu_r}(5\text{GHz})/F_{\nu_{opt}}(B)$ donne 15 – 20% d'AGN émettant plus en radio qu'en visible (donc RL) dans l'échantillon utilisé par Kellermann et al. (1989). Je précise ici

2. Sources émettant fortement en radio, que je simplifierai par la suite avec l'acronyme RL

qu'un AGN peut être RL même sans présenter d'émission radio étendue des jets, certaines sources présentent uniquement une émission du cœur.

Le terme de radio-galaxie a été utilisé lors de la découverte en radio des premiers quasars. Sa signification a évolué au cours du temps, passant de galaxie avec une émission radio étendue à galaxie possédant un jet non-aligné avec la ligne de visée. Ceci permet de faire la distinction avec les blazars dont les jets pointent vers l'observateur, et aussi de mettre en évidence l'importance de la direction du jet des AGN sur les observations multi longueur d'onde. Les effets observationnels induits par différents angles de visée seront développés tout au long de ce manuscrit.

Les méthodes d'interférométrie développées en radio à la fin des années 60 permettent à des immenses réseaux de télescopes d'observer le ciel avec une précision exceptionnelle, pouvant actuellement atteindre l'échelle du micro-arcseconde, soit une résolution environ cent fois meilleure que celle du télescope Hubble. On parle d'observation par VLBI (Very-Long-Base-Interferometry).

Grâce à l'interférométrie, les jets radio des AGN ont pu être cartographiés de manière très précise. Les sources RL ont ainsi été classifiées en fonction de leur structure. Fanaroff & Riley (1974) ont remarqués que deux catégories se distinguaient, une classe I (FR I) pour lesquelles le rapport de distance entre les deux zones les plus brillantes en radio de chaque côté du noyau et l'extension totale de la source est inférieur à 0.5, et une classe II (FR II) pour lesquelles ce rapport est supérieur à 0.5 (voir Figure I.1.2).

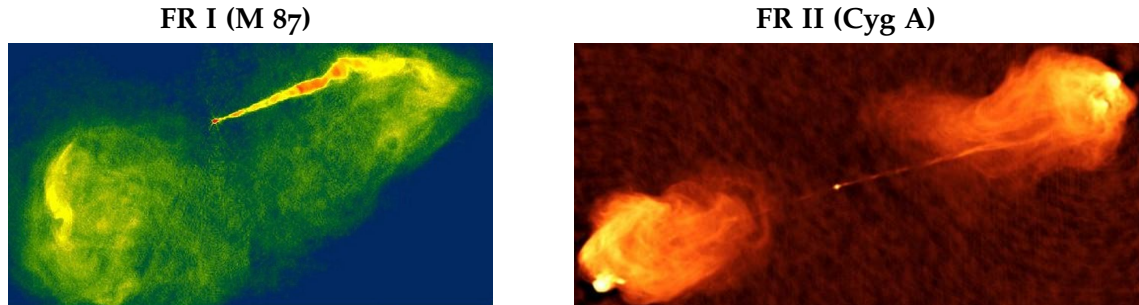


FIGURE I.1.2 – Images radio de la structure des jets à grande échelle des radio-galaxies M 87 et Cygn A représentatives des classes FR I et FR II. Ces images ont été obtenues par le NRAO³ dans des longueurs d'ondes de 20 cm pour M87 et 6 cm pour Cygn A.

Cette classification a sensiblement évolué au cours du temps pour s'adapter à une plus grande variété de sources. On parle maintenant de FR I lorsque le jet est largement dominé par l'émission radio du cœur et de FR II lorsqu'une zone d'émission brille fortement dans le jet radio à grande distance du cœur (\sim kpc).

Cette classification s'est révélée très pertinente car elle rend compte de la puissance des jets d'AGN. Cette zone d'émission en radio loin du cœur des FR II témoigne d'un choc relativiste entre le jet et le milieu extragalactique accélérant des particules par le processus de Fermi. Les FR II sont donc supposés développer plus d'énergie que les FR

3. National Radio Astronomy Observatory, <http://www.nrao.edu/>

I, dans lesquels les particules du jet se diffusent plus dans le milieu extragalactique en accusant un fort ralentissement à grande échelle.

I.1.2.4 Modèle d'unification

Comme nous venons de le voir, la classification des **AGN** est assez complexe, basée sur des considérations historiques sans suivre de manière évidente un fil directeur pouvant faire une liaison entre ces classes. Cependant, dans les années 80-90 deux fils directeurs ont été relevés, toutes les classes énoncées ci-dessus ne dépendraient principalement que de deux paramètres : la puissance développée par le système et l'angle sous lequel on l'observe. Nous pouvons nous référer à un des articles fondateurs où sont synthétisées toutes les considérations permettant cette unification des différentes classes, [Urry & Padovani \(1995\)](#). Le meilleur moyen de représenter cette unification est via un schéma, comme nous pouvons le voir en Figure I.1.3.

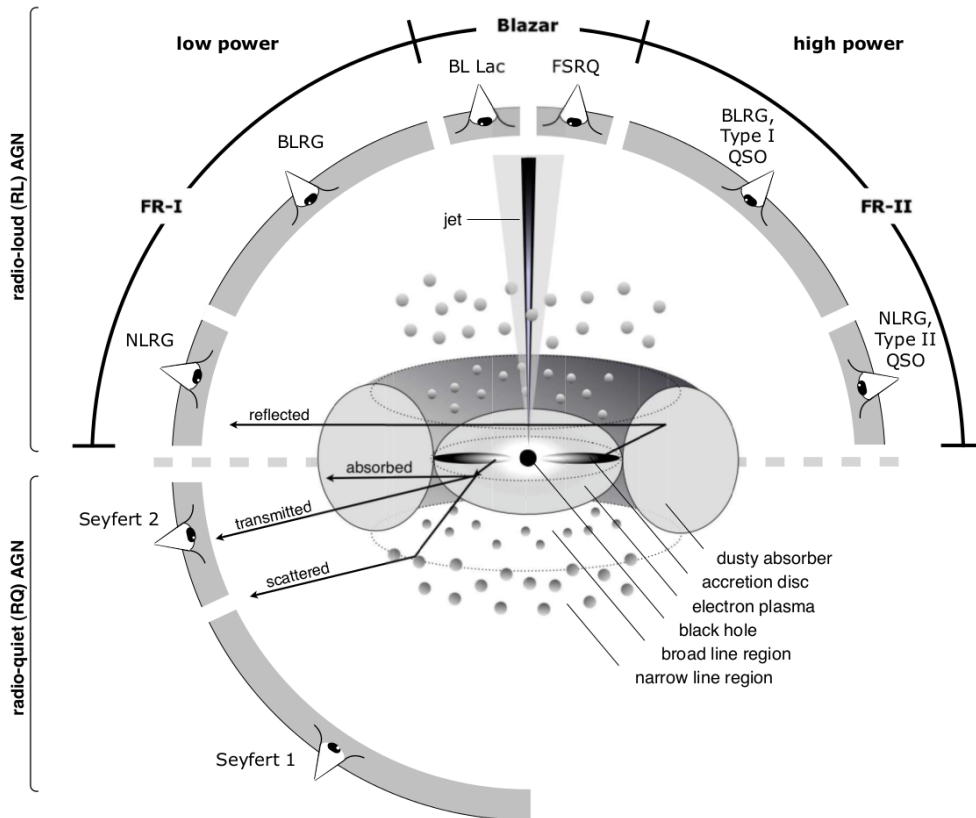


FIGURE I.1.3 – Schéma d'unification des **AGN** ([Beckmann & Shrader 2012](#)).

I.1.3 BLAZARS

Les blazars sont des **AGN** dont le jet se propage dans une direction très proche de l'observateur. Officiellement le terme de blazar viendrait de la contraction entre "qua-

sar violemment variable en visible" (OVV quasar) et les sources qualifiées de **BL Lacs**⁴, certains associent aussi le terme blazar au verbe "to blaze" (flamber).

Le flux de matière expulsé dans les jets d'**AGN** a la particularité de se déplacer à une vitesse ultra-relativiste, très proche de la vitesse de la lumière avec un facteur de Lorentz pouvant atteindre plusieurs dizaines. Cette vitesse induit des effets de relativité restreinte sur le signal que l'on observe, pouvant défier notre intuition. Ces effets relativistes dépendent de l'angle d'observation du jet et deviennent donc extrêmement importants dans le cas des blazars.

I.1.3.1 Illumination relativiste

A cause de ce déplacement relativiste, l'angle selon lequel un photon est émis dans le référentiel du flux de particules (ou le référentiel du jet) n'est pas le même que celui du référentiel de l'observateur. Cet effet bien connu de la relativité restreinte est défini sous le nom d'aberration relativiste, et s'écrit de cette façon :

$$\sin \theta' = \frac{\sin \theta}{\Gamma(1 - \beta \cos \theta)}, \quad \cos \theta' = \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (1.2)$$

avec θ' l'angle d'émission dans le référentiel du jet, θ l'angle de réception dans le référentiel de l'observateur, $\beta = v/c$ la vitesse réduite de déplacement de la zone d'émission, et avec $\Gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ le facteur de Lorentz du flux. Cet effet a pour conséquence de concentrer la radiation d'une source relativiste vue par l'observateur dans un pinceau de lumière dans le sens de sa propagation.

La transformation énergétique relativiste entre le référentiel du jet E' et celui de l'observateur E prenant en compte cet effet d'aberration est définie par le facteur Doppler δ :

$$\delta = \frac{E}{E'} = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos \theta)}. \quad (1.3)$$

Suivant l'angle d'observation θ et la vitesse de déplacement β nous pouvons donc définir une transformation de fréquence $\nu = \delta \nu'$, liée à une déformation inverse du temps et des longueurs $t = \delta^{-1} t'$ et $\lambda = \delta^{-1} \lambda'$.

L'effet d'aberration peut maintenant être écrit plus simplement sous la forme,

$$\sin \theta' = \delta \sin \theta. \quad (1.4)$$

Amenant la transformation d'angle solide :

$$d\Omega' = \delta^2 d\Omega. \quad (1.5)$$

L'intensité rayonnée par la source suivant un angle solide $d\Omega'$ et à la fréquence d'émission ν' subit donc une double transformation relativiste donnant lieu à la relation :

$$I(\nu) = \delta^3 I'(\nu'). \quad (1.6)$$

4. Objets ayant des caractéristiques proches de celles de la source BL Lacertae

Cette dernière relation est extrêmement importante pour comprendre l'émission des blazars. Si nous prenons un exemple d'une source ayant un facteur de Lorentz de son jet de $\Gamma = 10$ et que nous l'observons sous un angle de $\theta = 1^\circ$, nous déduisons un facteur Doppler associé de $\delta = 19.4$, donnant une amplification d'intensité spécifique d'un facteur de plus de 7300, et diminuant d'autant l'intensité du jet opposé. Cette sur-illumination nous permet d'étudier en détail cette zone relativiste et aussi de détecter des blazars à des distances cosmologiques extrêmes.

I.1.3.2 Distribution spectrale d'énergie

La sur-illumination relativiste expliquée ci-dessus fait que les blazars ont une distribution spectrale d'énergie (**SED**) extrêmement dominée par le rayonnement non-thermique du jet. La **SED** des blazars dans un diagramme $\nu F(\nu)$ présente ainsi une forme très caractéristique de double bosse associée à une composante d'émission synchrotron et une autre d'émission Compton-inverse.

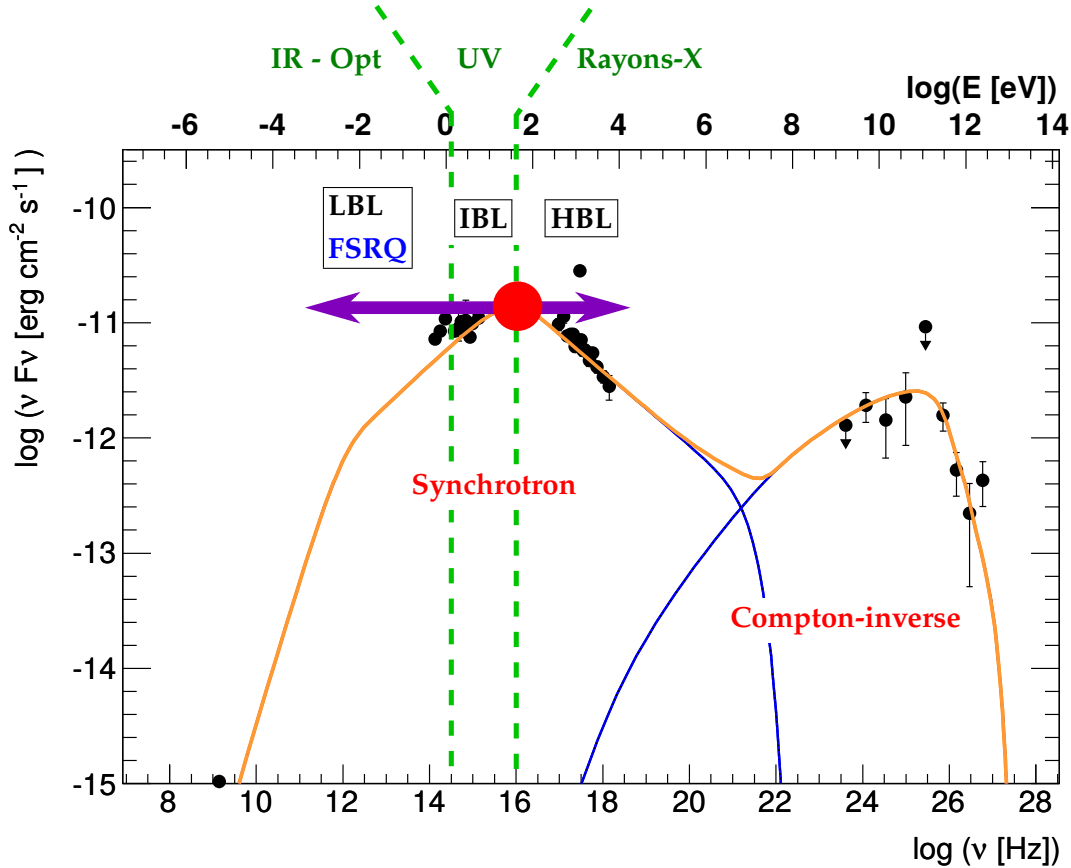


FIGURE I.1.4 – Schéma de la classification spectrale des blazars superposé sur la **SED** du **HBL** 1RXS J101015.9-311909. Modélisation personnelle de la source sur des données provenant de [Cerruti et al. \(2013\)](#).

Les blazars sont classifiés selon la bande de fréquence où se situe le pic d'émission de leur composante synchrotron :

- Les blazars à pic synchrotron de basse fréquence (**LSPs**), constitués des flat-

spectrum radio quasars (**FSRQs**) et des low-frequency-peaked BL Lac objects (**LBLs**) ont leur pic synchrotron dans la gamme infrarouge - visible ($\nu_s \leq 10^{14.5} \text{ Hz}$).

- Les blazars à pic synchrotron intermédiaire (**ISPs**), associés aux intermediate-frequency-peaked BL Lac objects (**IBLs**) ont leur pic synchrotron dans la gamme UV ($10^{14.5} \text{ Hz} \leq \nu_s \leq 10^{16} \text{ Hz}$).
- Les blazars à pic synchrotron de haute fréquence (**HSPs**), associés aux high-frequency-peaked BL Lac objects (**HBLs**) ont leur pic synchrotron dans la gamme des rayons-X ($\nu_s \geq 10^{16} \text{ Hz}$).

Les **HBLs**, **IBLs** et **LBLs** font partis de la classe des **BL Lacs**, ils se distinguent des **FSRQs** par une luminosité bolométrique plus faible ainsi que par des raies d'émissions de la **BLR** faibles ou inexistantes. Comme nous pouvons le voir dans le schéma d'unification des **AGN** (Figure I.1.3), la différence principale entre **BL Lacs** et **FSRQs** est basée sur la puissance développée par le mécanisme d'accrétion/éjection, ils sont respectivement associés aux jets de type **FR I** et **FR II**.

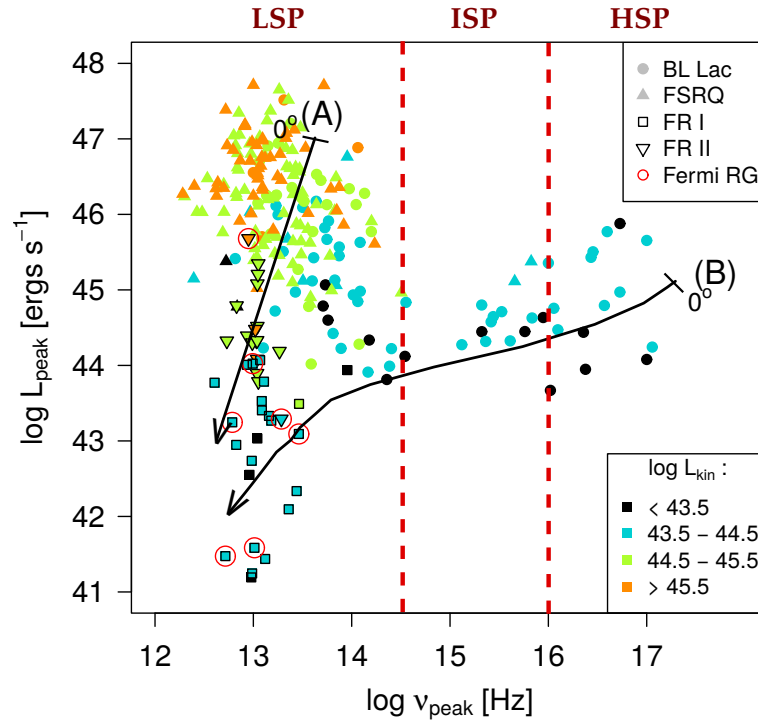


FIGURE I.1.5 – Enveloppe des blazars ajoutée de quelques radio-galaxies. Les couleurs définissant la puissance cinétique du jet sont indiquées en erg.s^{-1} . Le tracé (A) correspond à un effet de désalignement progressif sur un modèle générique **SSC** à une zone ajusté à 0° pour les sources **FSRQs** les plus lumineuses. Le tracé (B) est fait de la même manière, ajusté tout d'abord aux **HBLs** les plus extrêmes, mais cette fois-ci en utilisant un modèle de jet décélérant, caractéristique des **FR I**. Les hautes fréquences proviennent des zones les plus rapides du jet, donc les plus amplifiées par effet Doppler. En changeant un peu l'angle, les haute fréquences vont décroître rapidement mais la luminosité des plus basses fréquences ne va être que sensiblement affectée. Cet effet décrit le déplacement horizontal observé. Crédits : [Meyer et al. \(2011\)](#)

Nous appelons l'enveloppe des blazars le fait de classer les sources dans un diagramme Luminosité-fréquence de leur pic synchrotron. Ceci est une évolution de la "séquence des blazars" ([Fossati et al. 1998](#)) qui présentait une dérive linéaire de la luminosité

et de la fréquence du pic synchrotron entre **FSRQ-LBL-IBL-HBL**, mais s'est révélée trop simpliste au regard de la diversité des **SED** que peuvent présenter ces sources. L'intérêt de l'enveloppe des blazars développée par Meyer et al. (2011) est de mettre en valeur la présence de deux régimes distincts entre **BL Lacs** et **FSRQs**. De plus, les effets de l'angle d'observation sur la position des pics synchrotron sont maintenant pris en compte, s'inscrivant donc pleinement dans le schéma d'unification des **AGN**. Je présente cette enveloppe des blazars en Figure I.1.5.

I.1.3.3 Variabilité

Le temps subissant aussi une contraction relativiste importante dans les blazars nous pouvons contraindre le facteur Doppler et la taille de la zone d'émission par la variabilité observée. En supposant une zone d'émission sphérique de rayon R nous avons la limite

$$\frac{R}{\delta} \leq \frac{ct_{var}}{1+z'} \quad (1.7)$$

avec t_{var} le temps de variabilité minimum et z le décalage vers le rouge de la source.

Un des exemples les plus marquant a été la mesure d'une variabilité de l'ordre de quelques minutes du blazar PKS 2155-304 en **VHE** par le réseau de télescopes Tcherenkov H.E.S.S. (Aharonian et al. 2007), présentée en Figure I.1.6. En supposant une zone d'émission de la taille du rayon de Schwarzschild du trou noir central, un facteur Doppler supérieur à 100 est nécessaire pour décrire la variabilité observée.

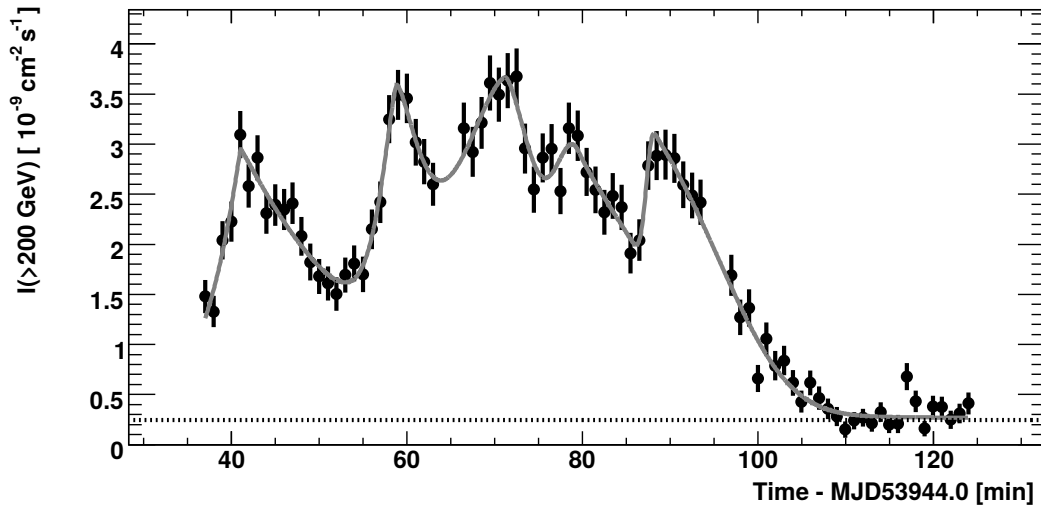


FIGURE I.1.6 – Éruption de PKS 2155-304 observée par H.E.S.S. la nuit du 26 juillet 2006 (Aharonian et al. 2007).

I.1.3.4 Aspect en VLBI

Grâce à la très grande résolution de l'imagerie radio par **VLBI**, nous pouvons atteindre un pouvoir séparateur inférieur au parsec projeté sur le plan du ciel pour les **AGN RL**

les plus proches. Ceci à permis d'identifier pour la majorité des sources radio des zones brillantes dans le jet que j'appellerai par la suite des nodules radio. La nature de ces nodules fait encore débat, s'agit-il de chocs, d'instabilités du jet, de plasma plus dense éjecté par le mécanisme d'accrétion, ou bien autre chose ? L'étude de ces nodules, de leur évolution et de leur lien avec les propriétés multi longueur d'onde des blazars est un des sujets principaux de ce manuscrit, car comme nous le verrons, leur étude nous apporte un lot d'information extrêmement précieux sur la physique des jets. Dans le cas des blazars, l'aspect des jets radio **VLBI** est lui aussi très affecté par les phénomènes de relativité restreinte décrits ci-dessus. Voici donc quelques caractéristiques à avoir en tête lorsque l'on s'intéresse à ces objets.

I.1.3.4.1 Vitesses apparentes supraluminiques

Beaucoup de blazars observés en **VLBI** présentent des nodules avec des vitesses apparentes supraluminiques pouvant atteindre plusieurs dizaines de fois la vitesse de la lumière. Cet effet resté est dû à la projection sur le plan du ciel de déplacements relativistes.

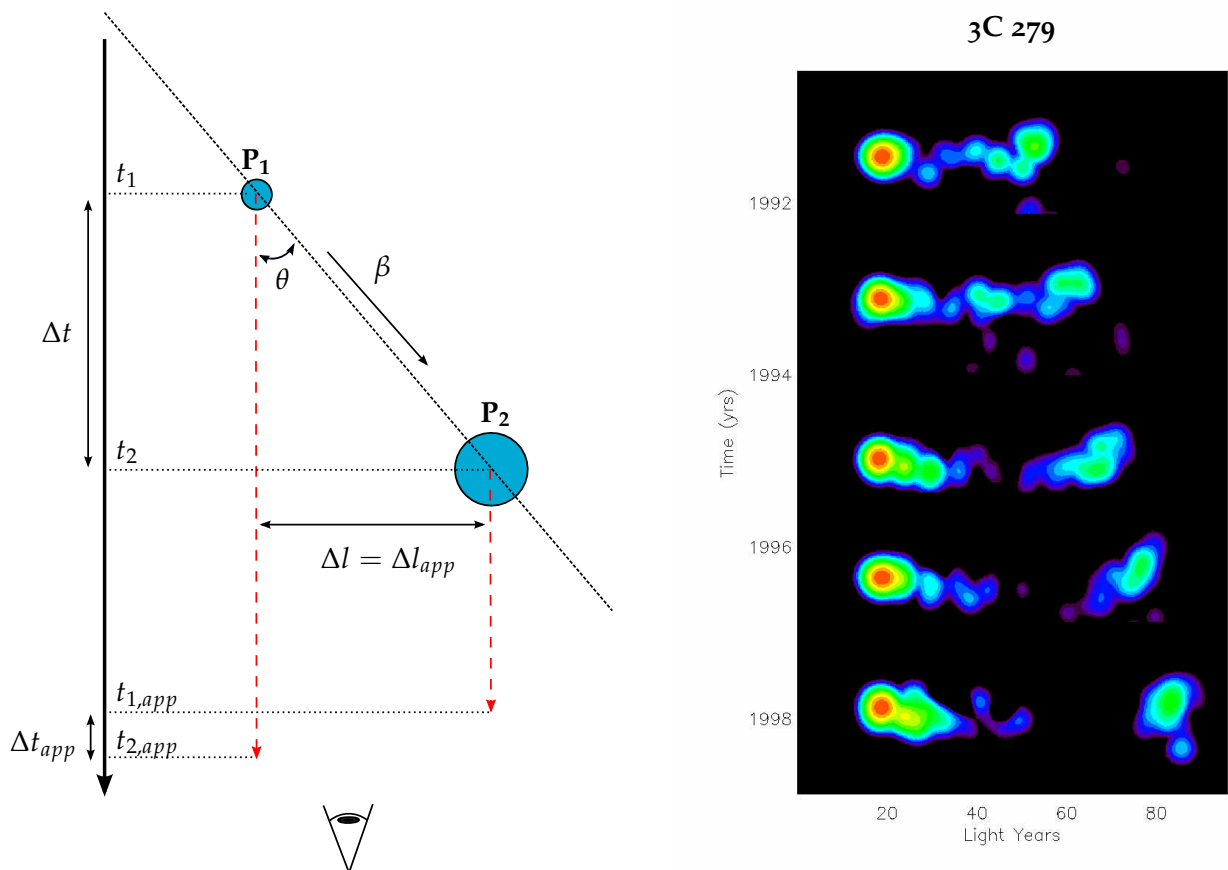


FIGURE I.1.7 – A) : Schéma représentant l'effet de projection d'un nodule se déplaçant à une vitesse relativiste entre les positions P_1 et P_2 . B) Observations **VLBI** du blazar 3C 279 durant plusieurs années par le NRAO. La propagation observée du jet correspond à une vitesse apparente supraluminique.

Comme schématisé en Figure I.1.7 le signal émis par un nodule entre la position P_1 et P_2 subit une contraction temporelle relativiste que nous pouvons écrire de la forme

$$\Delta t_{app} = (1 - \beta \cos \theta) \Delta t, \quad (1.8)$$

avec Δt_{app} l'intervalle de temps apparent.

La distance apparente entre P_1 et P_2 correspond à la distance réelle projetée sur le plan du ciel. Ce plan étant perpendiculaire à la ligne de visée de l'observateur, la distance $\Delta l_{app} = \Delta l = c\beta\Delta t \sin \theta$ est un invariant relativiste. Nous pouvons donc exprimer la vitesse apparente sous la forme

$$\beta_{app} = \frac{\Delta l_{app}}{c\Delta t_{app}} = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta}. \quad (1.9)$$

Une conséquence de cette expression est que la vitesse apparente d'un nodule n'est pas un marqueur évident de sa vitesse de propagation. Une vitesse apparente très élevée ($\beta_{app} \gg c$) est forcément un marqueur d'un grand facteur de Lorentz du nodule mais une faible vitesse apparente ($\beta_{app} \lesssim c$) ne permet pas d'estimer la vitesse, tant que l'on a pas une idée précise de l'angle avec la ligne de visée (voir Figure I.1.8).

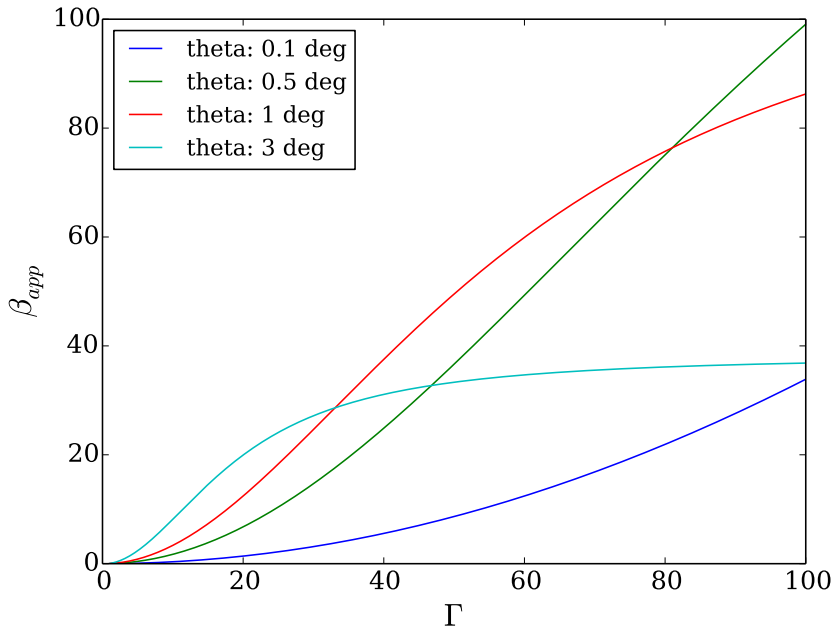


FIGURE I.1.8 – Évolution de la vitesse apparente β_{app} en fonction du facteur de Lorentz pour différents angles d'observations du jet.

I.1.3.4.2 Extinction théorique du jet pour de grandes vitesses

Comme expliqué ci-dessus, le flux relativiste des jets concentre son émission dans un pinceau de lumière dans le sens de sa propagation, d'autant plus fin que le flux s'approche de la vitesse de la lumière.

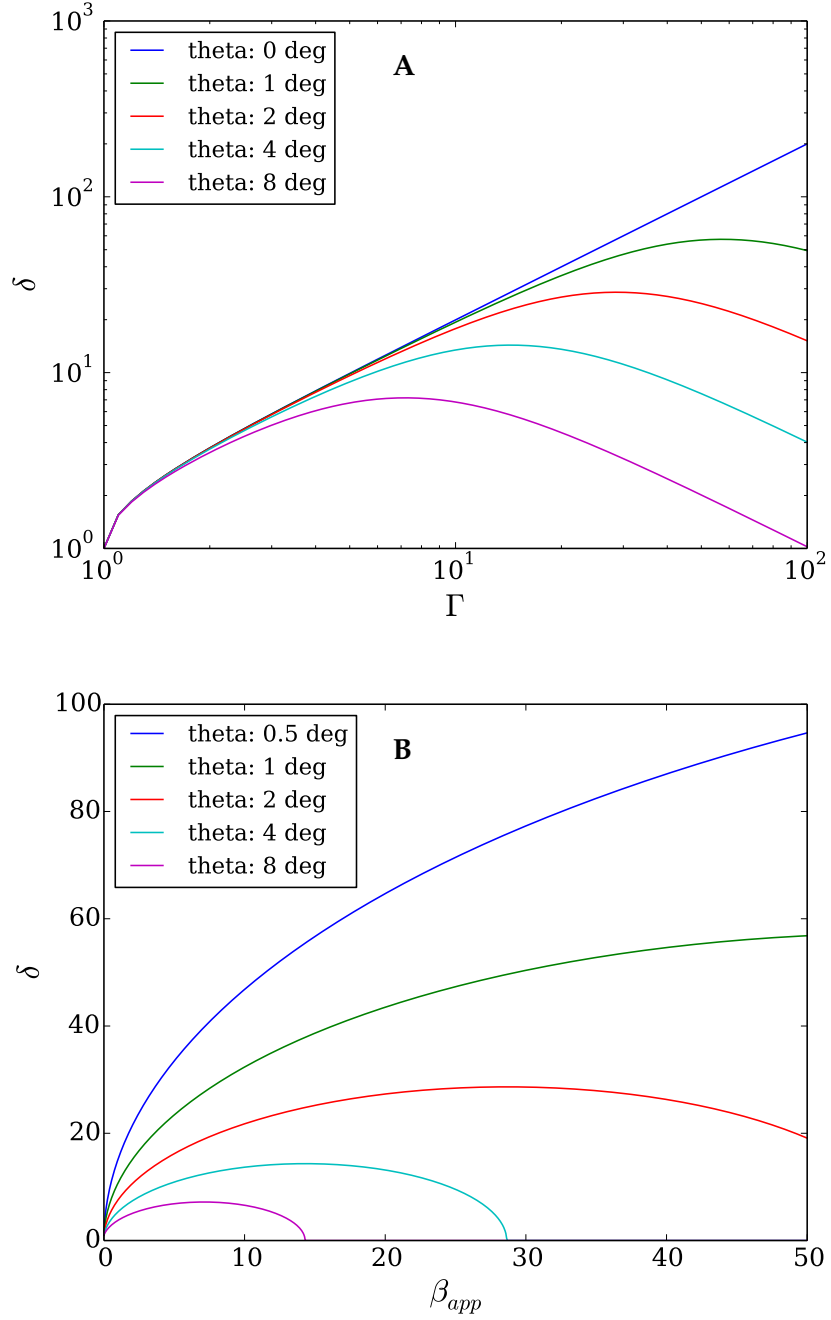


FIGURE I.1.9 – Évolution du facteur Doppler en fonction du facteur de Lorentz (A), et de la vitesse apparente (B) pour différents angles d'observation. Nous remarquons que pour un grand facteur de Lorentz et un angle de visée suffisamment important le facteur Doppler chute. Ceci pourrait se traduire dans les observations par une sous-illumination des zones des jets se déplaçant à grand facteur de Lorentz où à grande vitesse apparente.

Cet effet est décrit par le facteur Doppler que nous pouvons exprimer en fonction du facteur de Lorentz du flux et de l'angle d'observation θ :

$$\delta = \left(\Gamma - \sqrt{\Gamma^2 - 1} \cos \theta \right)^{-1}. \quad (1.10)$$

La sur-illumination du flux relativiste est à son maximum lorsque sa vitesse vaut $\beta = v/c = \cos \theta$, correspondant à une vitesse apparente $\beta_{app} = \cot \theta$. Pour ces valeurs nous avons le facteur Doppler maximum observable $\delta = 1/\cos \theta$. Ceci signifie que dans le cas d'une accélération très importante du flux ($\beta > \cos \theta$) à un certain endroit du jet, cette zone pourrait sembler éteinte à un observateur car elle ne serait plus dans la partie amplifiée par effet Doppler. Je représente cet effet pour différents angles d'observations en Figure I.1.9.

I.1.3.4.3 Nombre de nodules observés

Un autre effet intéressant est le décalage entre le nombre de nodules que l'on voit simultanément dans un jet et le nombre effectif de ces nodules. En restant sur le cas du blazar 3C 279 et en s'appuyant sur les données VLBI de MOJAVE de la source, nous pouvons faire un calcul simple pour estimer le nombre effectif de nodules.

La taille du jet VLBI avec nodules projeté sur le plan du ciel au décalage vers le rouge de la source fait environ 50 pc. En supposant un angle de visée d'environ 1° usuel pour ce genre d'objet nous avons une taille réelle de jet de 2.9 kpc, soit environ 9.4×10^3 AL. On observe 7 nodules éjectés en 15 ans d'observations, disons un tous les deux ans. Il devrait donc y avoir environ $9.4 \times 10^3 / 2 = 4700$ nodules présents dans le jet VLBI, alors que nous n'en voyons au plus que 6 ou 7 simultanément. Cet effet s'explique par le fait que nous ne voyons que les nodules dont le front d'onde lumineuse est arrivé jusqu'à nous, les nodules se déplaçant proche de la vitesse de la lumière dans les blazars ne sont visible qu'une fois leur déplacement dans le jet très avancé, tous les autres nodules en amont du jet restent invisibles. Cet effet est schématisé en Figure I.1.10.

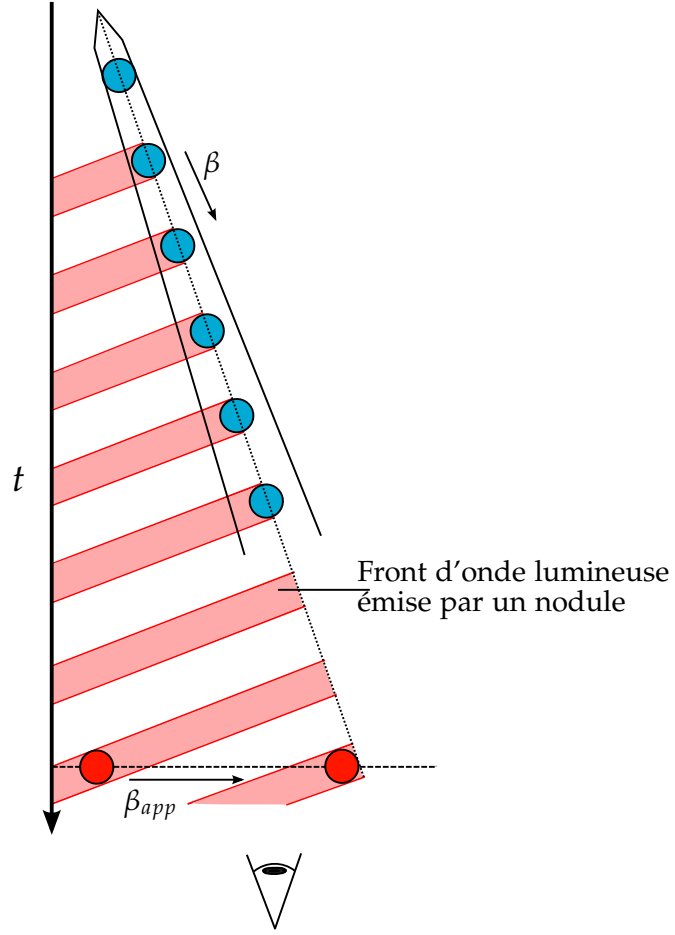


FIGURE I.1.10 – Schéma représentant le décalage entre le nombre de nodules présents dans le jet en bleu et le nombre effectivement observé en rouge.

I.1.3.4.4 Angle d'ouverture dans le référentiel du jet

La vitesse relativiste du flux a pour effet que le temps s'écoule plus lentement dans le référentiel relativiste du jet que dans celui au repos, avec la transformation $\Delta t = \Gamma \Delta t'$. Ceci a pour conséquence que la taille du jet L vu dans un référentiel au repos est plus grand que celui "vu" par le flux L' , suivant la transformation $L' = L/\Gamma$. Le rayon du jet étant perpendiculaire au vecteur de propagation du flux, il n'est pas modifié par des transformations relativistes et ne dépend donc pas du référentiel. La conséquence de ces transformations est que l'angle d'ouverture du jet sera plus grand dans le référentiel du flux que celui déduit des observations. Nous pouvons exprimer cet angle d'ouverture dans le référentiel du flux α' par l'expression suivante,

$$\alpha' = \arctan(\Gamma \tan(\alpha)) \quad (1.11)$$

Dans la limite des petits angles nous avons seulement $\alpha' = \Gamma \alpha$.

On appelle un rayon gamma un photon d'énergie typiquement supérieure à 100 KeV - 1 MeV, au delà de la gamme d'énergie des rayons-X durs (10 keV - 1 MeV). Les rayons gamma que l'on peut détecter provenant des sources astrophysiques recouvrent une très grande gamme d'énergie jusqu'à quelques dizaines de TeV (10^{12} eV). Afin de faire une distinction entre différentes énergies des rayons gamma on parle de hautes énergies pour une gamme comprise entre 1-100 GeV et de très hautes énergies (VHE) au delà.

Du fait de la complexité des méthodes d'observation des rayons gamma, l'astronomie gamma est la plus récente des disciplines d'observation du spectre électromagnétique. La difficulté primordiale étant que les photons gamma sont complètement absorbés par notre atmosphère et ne permettent donc pas une observation directe depuis le sol.

I.2.1 ASTRONOMIE SPATIALE

La première détection directe de rayons gamma provenant de l'espace a été effectuée par le satellite Explorer 11 mis sur orbite en 1961, il a détecté une centaine de rayons gamma sans pour autant pouvoir leur associer des sources émettrices, il a cependant permit de mettre en évidence l'existence d'un fond d'émission gamma du ciel.

Il est intéressant de noter que l'on doit la première détection de rayons gamma d'origine extragalactique "grâce" à l'escalade nucléaire durant la guerre froide. En effet les satellites Vela de l'armée américaine ont été munis de capteurs sensibles aux radiations gamma afin de détecter et de retracer la position des explosions de bombes nucléaires dans le cadre du traité d'interdiction partielle des essais nucléaires. Ils ont ainsi de manière totalement inattendue détecté le premier sursaut gamma le 2 juillet 1967.

Après quelques autres missions spatiales dédiées cette fois-ci à la recherche, l'astronomie spatiale gamma est devenue un discipline à part entière avec les données recueillies par le satellite CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory) équipé du détecteur gamma EGRET (Kanbach et al. 1988) lancé en 1991 qui a pu fournir une carte complète du ciel en gamma et découvert des centaines de sources de 20 keV à 30 GeV.

Nous avons la chance d'avoir actuellement en orbite la dernière génération de télescope spatial à rayons gamma, l'instrument LAT du satellite Fermi. Fermi a été mis en orbite en juin 2008, il possède un champ de vue supérieur à 2 sr qui lui permet d'observer de manière quasi-continue l'ensemble du ciel, grâce à sa surface collectrice d'environ 1 m² sa sensibilité est 10 fois supérieure à celle de son prédécesseur, EGRET.

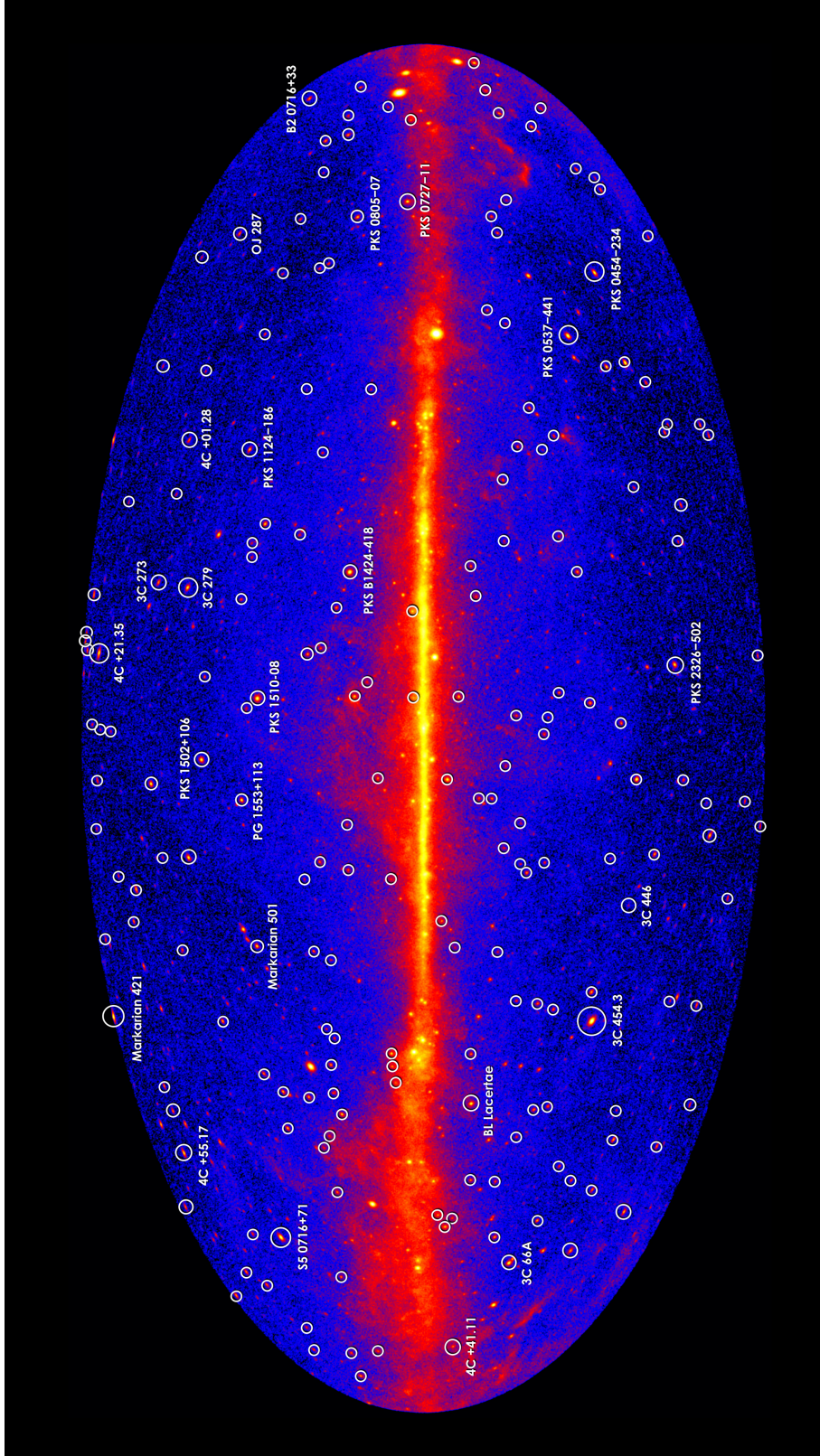


FIGURE I.2.1 – Carte du ciel des rayons gamma de haute énergie ($E > \text{GeV}$) obtenue par Fermi après 5 ans d'observation. Les blazars les plus lumineux en gamma sont identifiés par des cercles blancs. Crédits : NASA/DOE/Fermi LAT Collaboration

Le dernier catalogue Fermi, le 3FGL (Acero et al. 2015), fait état de 3033 sources avec une significativité supérieure à 4σ détectées en gamma dans une bande allant de 100 MeV à 300 GeV, dont 2023 associées à une émission dans d'autres longueurs d'onde. 1563 des 2192 sources gamma de haute latitude du 3FGL sont des AGN, dont une très grande majorité sont des blazars (98%).

I.2.2 ASTRONOMIE AU SOL, LES TÉLESCOPE À IMAGERIE TCHERENKOV ATMOSPHERIQUE

Le flux de rayons gamma que l'on peut détecter décroît fortement en fonction de leur énergie. Afin de collecter suffisamment de rayons gamma pour détecter une source de très haute énergie nous avons besoin d'une grande surface collectrice, impossible à spatialiser.

Des techniques indirectes de détection des sources gamma (ou directes pour les très hautes altitudes) ont ainsi été développées en parallèle des satellites gamma avec le télescope de 10 m de l'observatoire de Whipple en Arizona, construit en 1968. La complexité de cette technique, et notamment celle traitement du signal reçu a été telle qu'il a fallu plus de 20 ans de mise en service avant de pouvoir identifier la première source, la nébuleuse du Crabe au-delà de 700 GeV (Weekes et al. 1989).

L'astronomie gamma est toujours limitée par le bruit de fond des rayons cosmiques, ainsi que par la faible quantité de photons gamma que l'on arrive à détecter. Les développements qui ont suivi l'expérience Whipple ont donc été vers de plus grandes surfaces collectrices, des systèmes électroniques de déclenchement plus rapides, ainsi que par la mise en service de réseaux qui se sont révélés plus efficaces qu'un télescope seul.

Actuellement l'astronomie Cherenkov est dominée par 3 réseaux de dernière génération. Le réseau VERITAS, en Arizona sur le site de l'observatoire de Whipple dispose de quatre télescopes de 13 m de diamètre. Le "réseau" MAGIC, situé sur l'île de La Palma dans l'archipel des Canaries dispose de seulement deux télescopes mais ceux-ci possèdent de grand miroirs de 17 m de diamètre ainsi que de caméras extrêmement performantes. Enfin le réseau H.E.S.S., situé sur un plateau en Namibie, le plus grand avec 5 télescopes dont 4 de 13 m de diamètre et un au centre du réseau de 28 m de diamètre. La mise en service de ces télescopes dans les années 2000 a considérablement augmenté le nombre de sources détectées aux VHE, avec actuellement 162 sources dont 64 AGN¹ dont l'historique des détections est représenté en Figure I.2.2.

La population d'AGN vu en VHE est largement dominée par les HBLs qui représentent environ 75% de la population totale. Comme on peut le voir en Figure I.2.3 les BL Lacs sont concentrés à de faibles décalages vers le rouge à l'opposé des FSRQs qui sont bien plus nombreuses à haut décalage vers le rouge. Ceci s'explique par la luminosité des BL Lac généralement beaucoup plus faible que les FSRQ mais aussi par la dynamique évolutive des AGN. En effet on estime que les noyaux de galaxies étaient beaucoup plus

1. <http://tevcat.uchicago.edu/>

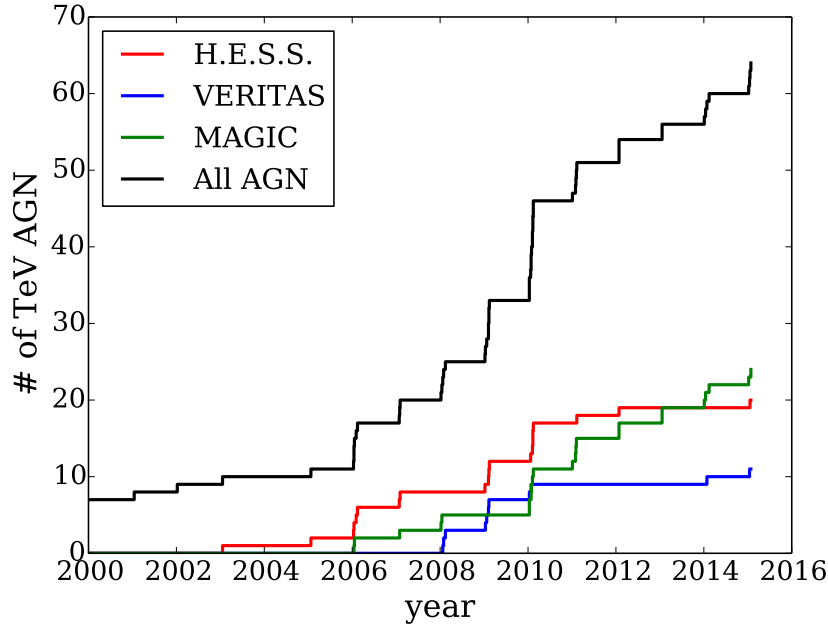


FIGURE I.2.2 – Évolution du nombre d'AGN détectés en VHE à partir de l'année 2000. D'après le catalogue TeVCat (<http://tevcat.uchicago.edu/>)

actifs par le passé avec une grande quantité de matière dans les disques d'accrétion typique des FSRQs, puis ces disques se sont appauvris au fur et à mesure de l'évolution des galaxies, diminuant de fait la puissance des jets et donnant les caractéristiques spectrales associées aux BL Lacs.

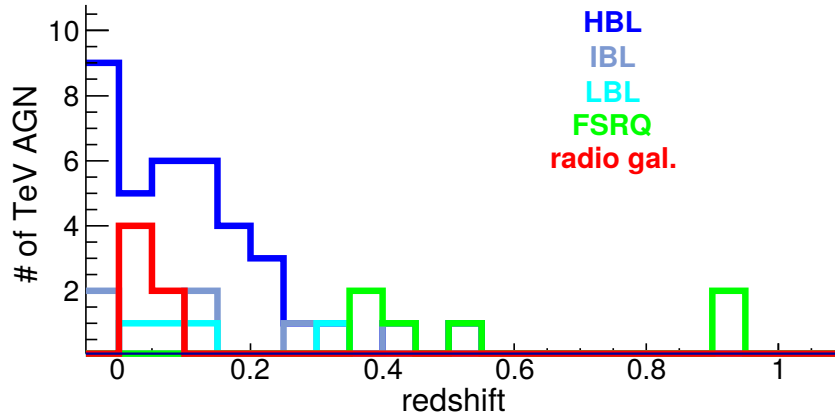


FIGURE I.2.3 – Nombre et type d'AGN détectés en VHE suivant leur décalage vers le rouge. D'après le catalogue TeVCat (<http://tevcat.uchicago.edu/>)

I.2.2.1 Rayonnement Tcherenkov des gerbes atmosphériques

J'aborde maintenant l'émission lumineuse produite par les particules cosmiques de très hautes énergies lors de leur entrée dans l'atmosphère permettant une détection indirecte au sol.

Les particules cosmiques de très haute énergie (rayons gamma, protons, noyaux atomiques) interagissent fortement avec l'atmosphère terrestre. Celles-ci vont se désintégrer très rapidement en particules secondaires dès leur arrivée dans les hautes couches atmosphériques (20 – 30 km). Les rayons gamma vont interagir avec le nuage électronique des molécules atmosphériques par création de paires $e^+ e^-$, qui vont à leur tour interagir avec l'atmosphère, cette fois-ci par bremsstrahlung, en créant d'autres gamma secondaires. Ce processus continue ainsi jusqu'à ce que l'énergie totale du gamma primaire soit complètement dissipée. L'intégralité de ces réactions se faisant via la force électromagnétique, on nomme ce processus de désintégration "gerbe électromagnétique". L'interaction des particules cosmiques hadroniques avec l'atmosphère se fait cette fois-ci via la force d'interaction forte qui a pour conséquence d'engendrer une multitude de particules secondaires telles que des pions, neutrons, protons, neutrinos, gamma, électrons...

Cette différence de nature fait que les gerbes hadroniques sont plus étalées et plus déstructurées que les gerbes électromagnétiques comme on peut le voir en Figure I.2.4.

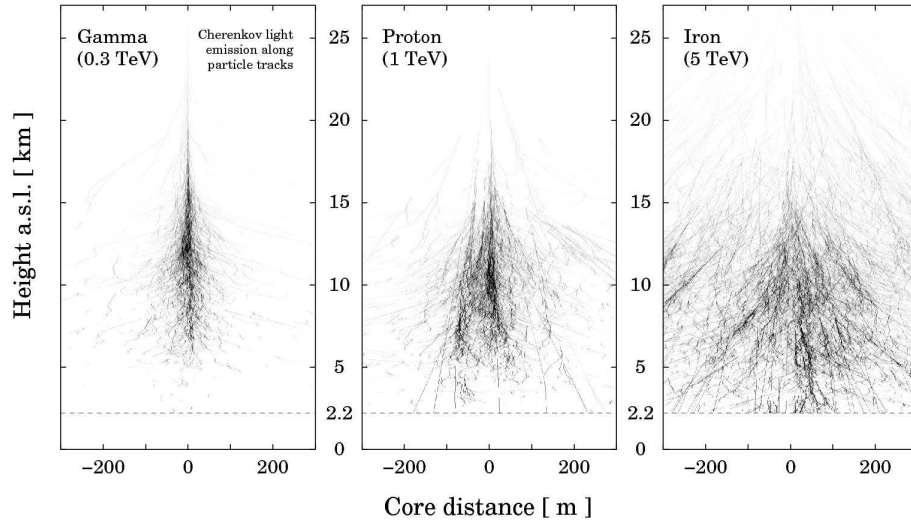


FIGURE I.2.4 – Simulations avec le code CORSIKA de gerbes atmosphériques produites par différentes particules primaires. Crédits : [Bernlöhr \(2008\)](#)

Les particules composant les gerbes atmosphériques étant très énergétiques, leur vitesse de propagation est supérieure à la vitesse de la lumière dans l'atmosphère,

$$V > \frac{c}{n(\lambda)}, \quad (2.1)$$

avec $n(\lambda)$ l'indice de réfraction du milieu pour la longueur d'onde λ .

Cette vitesse a pour effet de perturber brutalement la polarisation des molécules atmosphériques sur le passage de la gerbe qui vont émettre un flash lumineux lors de leur retour à l'équilibre. Ce processus d'émission baptisé "effet Tcherenkov" du nom de son découvreur, similaire à une onde de choc peut être vu comme un "bang" superluminique des particules par analogie avec le bang supersonique des avions traversant le mur du son.

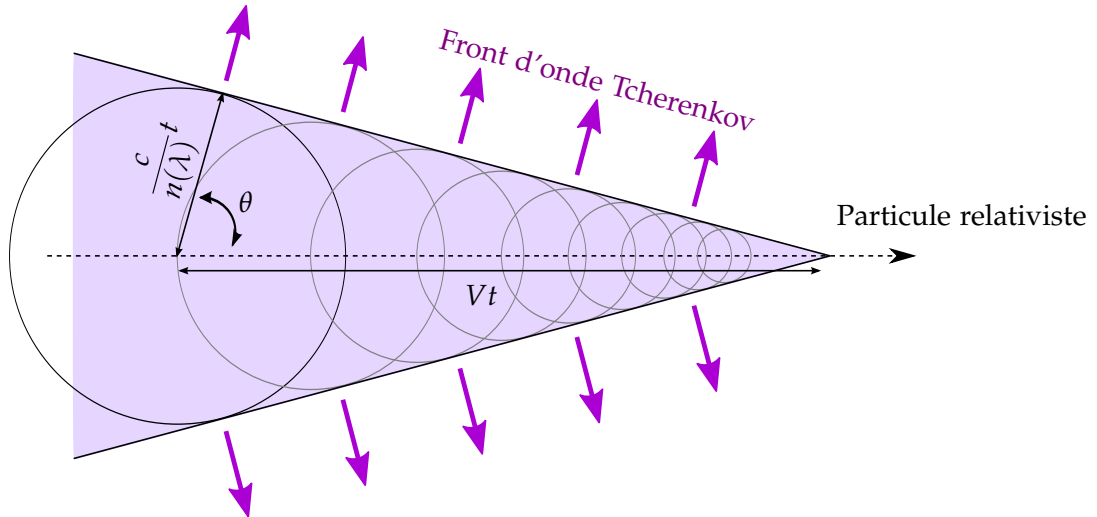


FIGURE I.2.5 – Schéma du rayonnement Tcherenkov produit par une particule relativiste.

L'angle θ d'émission des photons Tcherenkov dépend de la vitesse de la particule dans le milieu traversé, suivant la relation

$$\cos \theta = \frac{c}{n(\lambda)V} . \quad (2.2)$$

Le spectre d'émission Tcherenkov associé, décrit par le nombre de photons émis unité de longueur dx et par fraction spectrale $d\lambda$ est de la forme

$$\frac{dN^2}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{V^2 n^2(\lambda)} \right) , \quad (2.3)$$

avec Z la charge électrique de la particule et α la constante de structure fine.

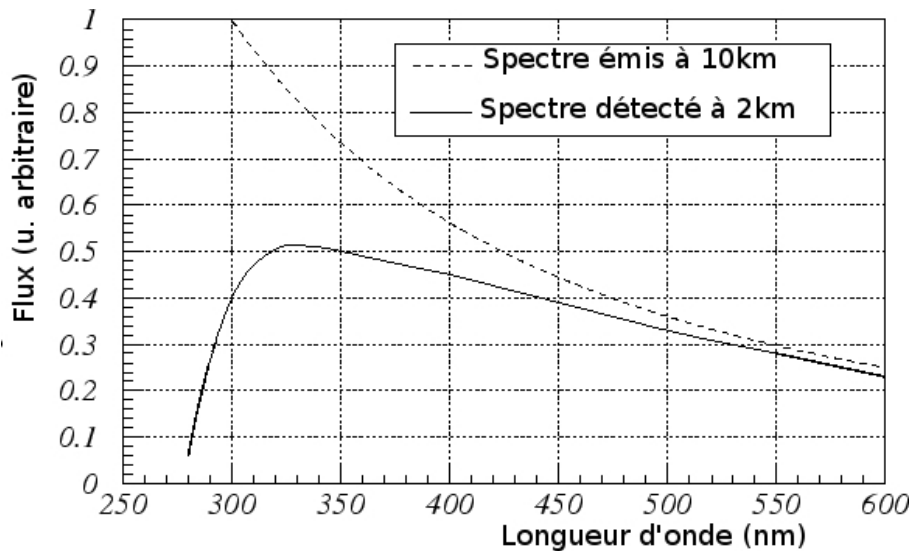


FIGURE I.2.6 – Spectre atmosphérique de photons Tcherenkov. La ligne continue inclue l'absorption par l'ozone et ainsi que des diffusion Rayleigh et Mie. Crédit : <http://www.gae.ucm.es/~emma/docs/tesina/>

Le spectre intrinsèque d'émissivité Tcherenkov décroît en $1/\lambda^2$, le maximum d'émissivité au sol se situe aux alentours de 330 nm dû à la forte absorption atmosphérique des rayons UV (voir Figure I.2.6).

I.2.3 L'EXPÉRIENCE H.E.S.S.

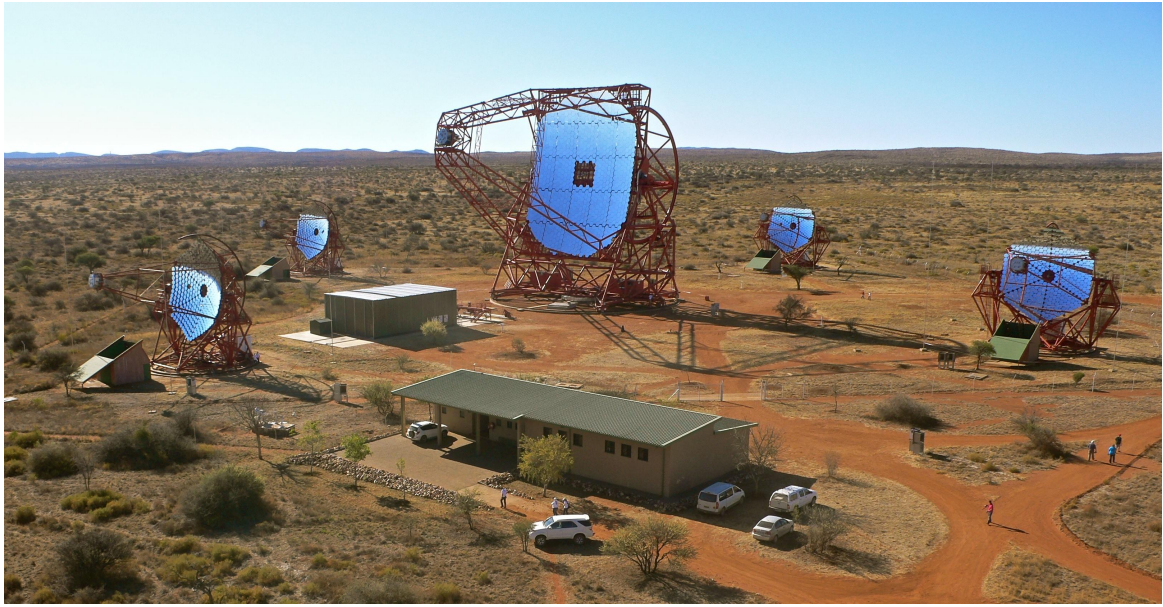


FIGURE I.2.7 – Crédit :Klepser, DESY, H.E.S.S. collaboration

L'expérience H.E.S.S. est située dans les Khomas Highland en Namibie, à environ 100 km au Sud-Est de la capitale Windhoek ($23^{\circ}16'18''$ S, $16^{\circ}30'00''$ E) sur un plateau à 1800 m d'altitude.

H.E.S.S. fut initialement composé de 4 télescopes de 13 m de diamètre, mis en service de juin 2001 à décembre 2003. Cette configuration que nous appelons H.E.S.S. phase I forme un carré de 120 m de côté dont les diagonales sont alignées avec les axes Nord-Sud et Est-Ouest. L'écart entre les télescopes a été choisi afin d'optimiser la détection des gerbes électromagnétiques aux basses énergies du système dont la gamme spectrale maximum d'observation s'étend de 100 GeV à quelques dizaines de TeV. Les quatre télescopes sont de type Davis-Cotton, c'est à dire qu'un réflecteur de forme sphérique est composé de multiples miroirs eux aussi sphériques ayant la même distance focale que celle du télescope entier. Les miroirs sont arrangés sur une surface sphérique ayant pour rayon deux fois la distance focale. Ce type de structure réduit certaines aberrations géométriques au prix cependant d'un léger anisochronisme des photons arrivant sur le plan focal (~ 1.4 ns). Chaque réflecteur de 13 m de diamètre est ainsi composé de 380 miroirs de 60 cm de diamètre, chacun motorisé avec trois actuateurs pour l'alignement, formant une surface réfléchissante totale de 107 m^2 . Les flash Tcherenkov étant très faibles et très rapides (quelques nanosecondes), les pixels des caméras sont des photomultiplicateurs (PMs) ayant un taux de déclenchement de l'ordre de 600 Hz. Les caméras sont ainsi com-

posées de 960 **PMs** surmontés chacun d'un cône de Winston de forme hexagonale afin de supprimer les espaces morts inter-**PMs** et de diminuer l'albedo. Chaque pixel recouvre ainsi un champ de vue de 0.16° , pour un champ de vue total de 5° par télescope.

Inauguré le 28 septembre 2012, H.E.S.S. phase II correspond à H.E.S.S. phase I augmenté d'un grand télescope de 28 m de diamètre au centre du réseau initial. Le but de cet ajout est de descendre le seuil de détection du système à environ 30 GeV, améliorant ainsi considérablement la sensibilité du réseau vers les plus faibles énergies. De cette façon les spectre H.E.S.S. recoupent ceux de Fermi, permettant ainsi une couverture spectrale totale de ~ 100 MeV à quelques TeV pour les objets les plus lumineux. Le grand télescope central, que nous appelons "CT5" est le plus grand télescope Tcherenkov au monde, et même le plus grand télescope à miroirs au monde en attendant l'arrivée du télescope géant visible E-ELT. A la différence des télescopes de première phase, celui-ci est de type parabolique, segmenté en 875 miroirs hexagonaux de 90 cm de petit diamètre, formant une surface totale de collecte de 614 m^2 (supérieure à l'addition des 4 autres). Le temps d'arrivée des photons au plan focal est donc cette fois-ci bien isochrone. La caméra est aussi plus précise avec 2048 pixels ayant chacun un champ de vue de 0.07° , pour un champ de vue total de 3.2° .

Le taux de déclenchement de CT5 peut être presque 10 fois supérieur à celui des autres télescopes (5 kHz). Étant donné le fait que CT5 peut atteindre des énergies plus faibles avec une meilleure sensibilité, il capte seul des événements la plupart du temps. Les caméras des 5 télescopes sont connectés à un système central de déclenchement qui permet de mettre les événements détectés par plusieurs télescopes en coïncidence. Des informations complètes sur la caméra de CT5 peuvent être trouvées dans [Bolmont et al. \(2014\)](#). Le télescope CT5 peut aussi fonctionner de manière indépendante (mode mono), très efficace pour les basses énergies, permettant aussi au réseau d'observer plusieurs sources en même temps ou bien d'effectuer des tests de calibration spectrale en croisant les résultats d'analyse des mode mono et H.E.S.S. phase I.

I.2.3.1 Analyses H.E.S.S.

Étant composé de 5 télescopes, H.E.S.S. utilise une méthode de stéréoscopie pour reconstruire la trajectoire et la taille des gerbes incidentes. À partir d'une image de gamma, il est possible d'estimer la direction de la source émettrice le long de l'axe principal de l'image. On ne peut cependant pas prédire avec exactitude de quel côté de l'image se trouve la source. En mode stéréoscopique, cette dégénérescence est levée (voir Figure [I.2.8](#)). Cette technique permet donc de mieux déterminer la direction et l'énergie du rayon gamma primaire et d'exploiter au mieux l'asymétrie axiale propre au développement des gerbes initiées par des hadrons afin de réduire le bruit de fond généré par celles-ci.

Afin d'établir des coupures pour rejeter le fond hadronique ($> 99\%$ des événements) et de reconstruire le plus efficacement les directions et énergies des rayons-gamma primaires, de nombreuses chaînes d'analyses ont été développées. La politique de publication

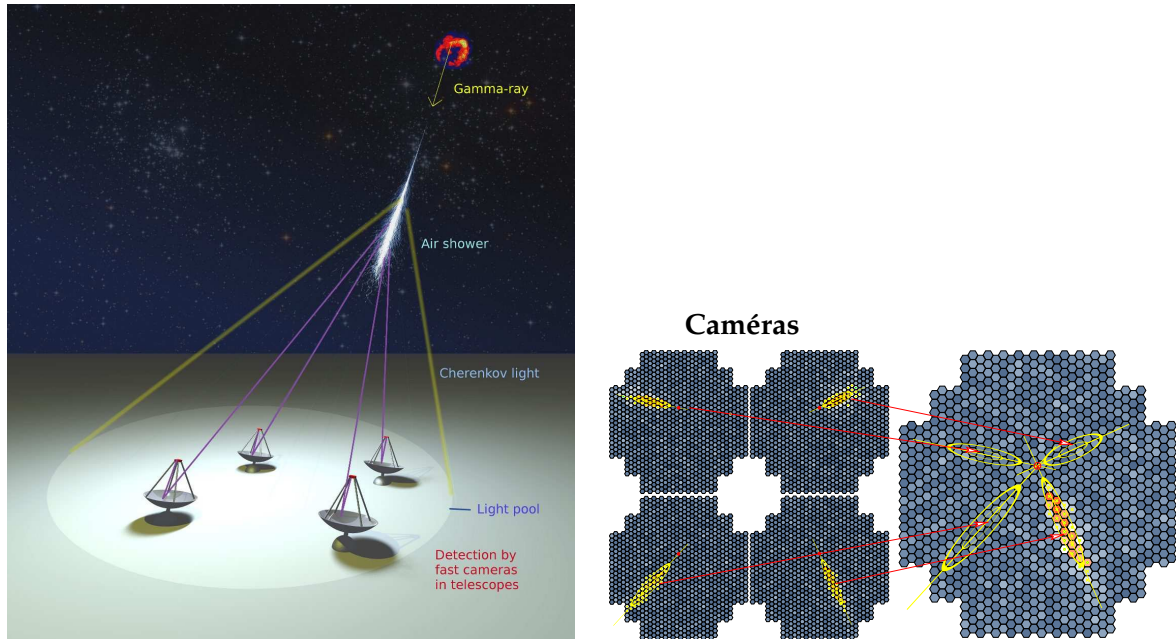


FIGURE I.2.8 – Schéma d'un gerbe atmosphérique observée par plusieurs télescopes ainsi que l'image obtenue sur les caméras. Par croisement des différentes images, la méthode de stéréoscopie permet de reconstruire avec précision la position du rayon gamma primaire. Crédits : [Völk & Bernlöhr \(2009\)](#)

d'un résultat H.E.S.S. est la suivante : il faut qu'au moins deux chaînes d'analyse indépendantes convergent vers un résultat compatible afin de publier la détection ou bien le spectre d'une source. Cette stratégie permet une vérification constante des chaînes d'analyses ainsi qu'une concurrence bénéfique amenée par des méthodes de plus en plus sophistiquées. Sans faire la liste exhaustive et la description de toutes les chaînes d'analyse, je choisis les plus représentatives en mettant en valeur leur approche.

I.2.3.2 Hillas

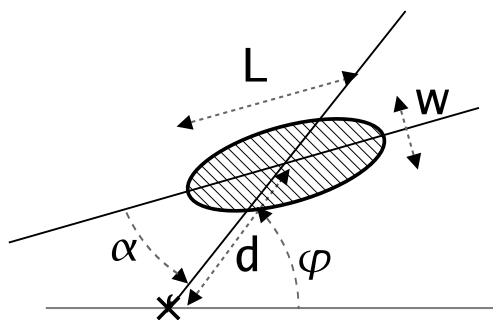


FIGURE I.2.9 – Schéma représentatif des paramètres de Hillas. Crédit : [de Naurois \(2006\)](#)

La méthode de Hillas (ou méthode des moments) est implémentée dans toutes les chaînes d'analyse à l'exception de la chaîne ImPact, la plus récente. Cette méthode a été développée originellement pour faire la distinction entre les signatures des gerbes

hadroniques et électromagnétiques sur la caméra du premier des télescope Tcherenkov à l'observatoire de Whipple ([Hillas 1985](#)).

La méthode consiste en la paramétrisation d'une gaussienne bidimensionnelle (\sim ellipse) sur chaque événement vu par une caméra. Afin que cette méthode fonctionne correctement, le bruit de la caméra doit d'abord être supprimé via des algorithmes spécifiques.

Je présente ici les paramètres de Hillas tels qu'on peut les identifier en Figure [I.2.9](#) :

- la largeur W de l'ellipse
- la longueur L de l'ellipse
- la charge totale Q (en photo-électrons) contenue dans l'ellipse
- l'angle ϕ entre l'axe reliant le centre de la caméra et le barycentre des charges et un axe de référence de la caméra
- la distance nominale d entre le barycentre des charges et le centre de la caméra
- l'angle α entre l'axe principal de l'ellipse et l'axe reliant le barycentre de l'ellipse au centre de la caméra

La discrimination entre gerbes hadroniques et électromagnétiques est basée sur le fait que les gerbes hadroniques ont une distribution plus étalées avec une largeur d'ellipse bien plus large que celle des gerbes électromagnétiques. L'ensemble de ces paramètres dépendent de l'énergie et de la direction de propagation des gamma primaires, ils peuvent donc être utilisés pour estimer leur énergie. Les intensités reconstruites après nettoyage ainsi que les paramètres de Hillas sont enregistrés dans des fichiers que l'on nomme DST (Data Summary Tapes).

I.2.3.3 Model 3D

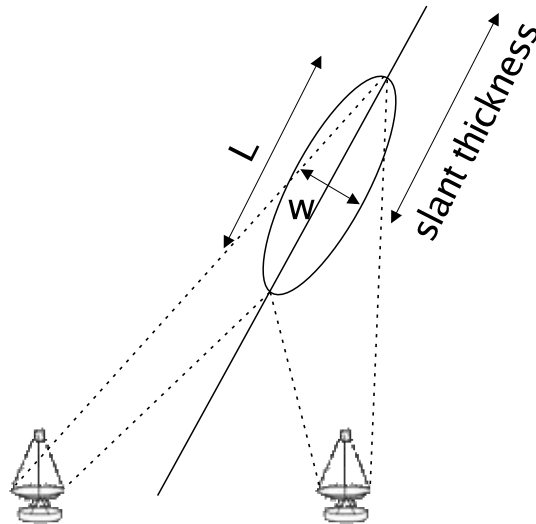


FIGURE I.2.10 – Schéma de quelques paramètres de la méthode "Model 3D". Crédits : [de Naurois \(2006\)](#)

Cette méthode a été développée afin de tirer profit au maximum de la méthode de stéréoscopie. Les images observées sur chaque caméra sont comparées à la projection d'un modèle de gerbe tridimensionnel simulant la distribution de charge de chaque pixels. La

gerbe modélisée est approximée par une forme gaussienne tridimensionnelle de révolution (\sim ellipsoïde allongé) représenté en Figure I.2.10. Une méthode du maximum de vraisemblance est ensuite utilisée pour discriminer les paramètres du modèle.

Cette méthode, uniquement applicable aux données stéréoscopiques, développée par Lemoine-Goumard et al. (2006), améliore la réjection du bruit de fond hadronique comparée à celle de Hillas, avec une précision angulaire qui, au zénith, varie selon l'énergie entre 0.04° et 0.1° , et une résolution en énergie variant entre 15 et 20 %. Enfin, elle permet d'obtenir une meilleure sensibilité pour les multiplicités de télescopes supérieures ou égales à trois.

I.2.3.4 Model++

L'analyse Model++ (de Naurois & Rolland 2009) tire son origine de la méthode "model" développée par Le Bohec et al. (1998) pour l'expérience du Telescope Tcherenkov CAT inaugurée en 1996 dans les Pyrénées (Barrau et al. 1998).

Model++ est un modèle semi-analytique de gerbes électromagnétiques basé sur la paramétrisation de l'image Tcherenkov des caméras. Cette méthode prend en compte la charge attendue dans chaque pixel des caméras et aussi la contribution du fond de ciel. Des abaques contenant des images de gerbes dans le plan d'une caméra sont générées à l'aide d'un modèle semi-analytique, pour différents angles zénithaux, paramètres d'impacts, énergies et hauteurs de la première interaction. A l'instar du modèle 3D, la méthode du maximum de vraisemblance est utilisée pour discriminer les modèles.

Cette analyse est l'une des principales de la collaboration, elle est deux fois plus sensible que celle d'Hillas, avec une précision angulaire comprise entre 0.04° et 0.1° en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal. La résolution en énergie est en deçà de 15 % à toutes les énergies et meilleure que 10 % à partir de 500 GeV. Cependant, du fait de l'utilisation d'un paramètre basé sur la valeur du maximum de la fonction de vraisemblance, appelé « Shower Goodness », elle est très sensible au niveau de bruit du fond de ciel et nécessite une calibration très détaillée.

I.2.3.5 Paris-MVA

L'analyse Paris-MVA a été développée par Becherini et al. (2011) dans le but de l'étude des sources faibles ($\sim 1\%$ de la nébuleuse du Crabe). Cette méthode utilise des paramètres provenant de Hillas, de Model 3D, ainsi que certains nouveaux paramètres permettant d'améliorer le pouvoir de séparation gamma/fond hadronique. L'innovation de cette analyse est de discriminer les paramètres utilisés par une méthode multivariée de type "Arbres de décisions boostés" (BDT). Celle-ci a été choisie la fois pour ses performances générales et pour sa capacité à gérer des variables dont le pouvoir discriminant varie selon les conditions d'observation.

Cette analyse a initialement un gain de sensibilité de 1.2 à 1.8 fois supérieur à la meilleure des analyses Hillas, et subit des développements considérables depuis l'entrée

en service de H.E.S.S. phase II. Elle est actuellement la plus robuste contre les variations du bruit de fond du ciel (NSB). On lui doit aussi récemment de beaux résultats comme l'observation de la pulsation du pulsar Vela à $E > 20$ GeV en mode CT5 mono. Pour une étude plus approfondie des derniers avancements, je renvoie à la thèse de Julien Lefaucheur ([Lefaucheur 2015](#)).

I.2.3.6 ImPACT

L'analyse ImPACT (Image Pixel-wise fit for Atmospheric Cherenkov Telescopes) est la plus récente des chaîne d'analyse utilisées dans la collaboration H.E.S.S. ([Parsons & Hinton 2014](#)) Nous pouvons la voir comme une hybridation entre Model++ et Paris-MVA car utilisant des abaques et une procédure de maximisation de la fonction vraisemblance comme Model++, et une discrimination multivariée basée sur des Arbres de décision boostés comme Paris-MVA. Cependant cette méthode ne se base pas sur les paramètres Hillas, et n'utilise pas de modèle analytique. Les distributions des intensités attendues sur les pixels des caméras proviennent directement de simulations Monte-Carlo de gerbes massives.

Cette approche permet un meilleur traitement des fluctuations des gerbes électromagnétiques, ainsi qu'une bonne reconnaissance des images dégradées. Bien qu'à ses débuts, cette analyse s'annonce déjà comme très prometteuse avec une sensibilité plus de deux fois supérieure à la méthode Hillas.

I.2.3.7 Détection d'une source

La prise en compte du fond de ciel est un point délicat de l'analyse, celui-ci est contaminé par les gerbes hadroniques ainsi que leurs sous-développements leptoniques $\pi_0 \rightarrow \gamma + \gamma$ difficiles à discriminer.

Afin d'estimer efficacement ce bruit de fond des cosmiques, les télescopes de H.E.S.S. ne pointent pas les objet à étudier au centre de leur champ de vue, mais avec un décalage typique de 0.5° .

Cependant lorsqu'on utilise cette technique on doit prendre en compte le gradient d'acceptance du télescope. L'acceptance d'un point de la caméra est le nombre relatif événements gamma détectés sur ce point comparé au nombre total d'événements détectés. Au premier ordre, l'acceptance de la caméra est seulement fonction de la distance radiale au centre de la caméra (symétrie azimutale). Une carte d'acceptance de H.E.S.S. est présentée en Figure [I.2.11](#). Les caméras détectent donc en moyenne plus de gamma au centre de leur champ.

Afin d'extraire le signal gamma réel du bruit de fond on sélectionne deux types de régions sur le champ du ciel observé par la caméra.

Une région ON est centrée sur la position supposée de la source. C'est une région circulaire de rayon $R \sim 0.1^\circ$, la valeur exacte dépend des coupures effectuées. Dans cette région on estime l'excès des "vrais" rayons gamma.

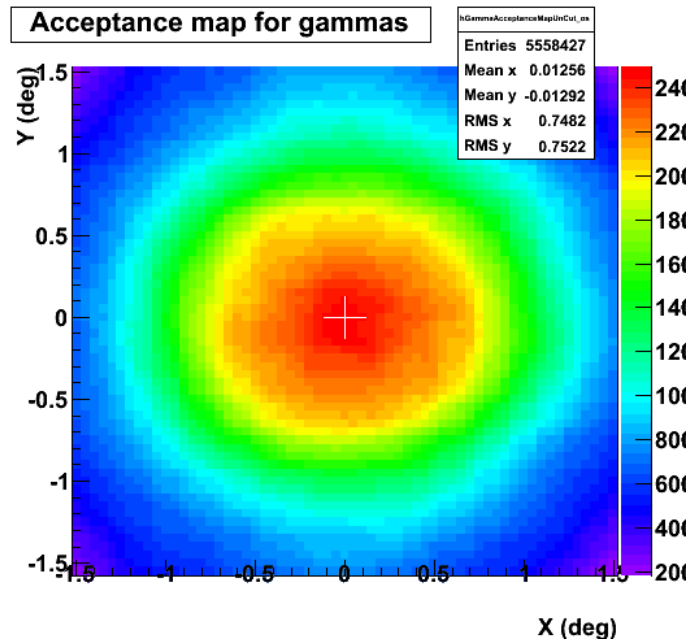


FIGURE I.2.11 – Gradient d'acceptance obtenu par CT5 après de multiples observation du blazar PKS 2155-354. Crédits : H.E.S.S. Collaboration

Une ou plusieurs régions OFF sont déterminées aux endroits où on ne voit pas de sources gamma. Dans ces régions on estime le niveau de bruit de fond. Il existe plusieurs manière de déterminer les régions OFF, dont voici quelques exemples illustrés en Figure I.2.12.

- Méthode de la région miroir :
Utilisée pour les sources ponctuelles telles que les **AGN**, la zone OFF est le symétrique de la zone ON par rapport au centre de la caméra. Les régions OFF et ON ayant la même surface et normalement la même acceptance, cette méthode ne nécessite pas de normalisation
- Méthode des régions OFF multiples :
Très couramment utilisée, on définit un nombre maximal de régions OFF de mêmes tailles que la région ON et dont les centres sont à la même distance radiale que celle-ci. Dans le cas où d'autres sources gamma sont dans le champ de vue, un rayon de sûreté est pris en compte autour de ces sources afin de les éviter pour la réduction de fond. On normalise les quantités d'événements dans les régions ON et OFF par un facteur α défini comme le rapport de leurs expositions. Une méthode cousine de celle-ci est celle de "la région en segment d'anneau" dans laquelle un anneau remplace les multiples OFF avec une zone d'exclusion autour de la région ON. Les régions OFF ainsi sélectionnés ont normalement la même acceptance que la région ON, facilitant ainsi la réduction de fond.
- Méthode de la région en anneau :

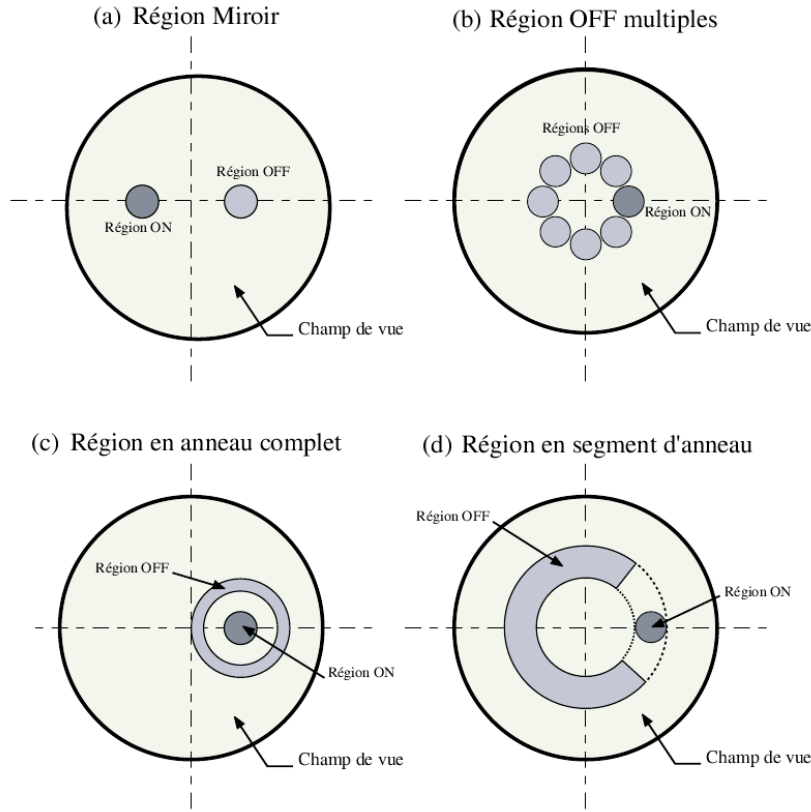


FIGURE I.2.12 – Représentation des différentes régions ON et OFF pouvant être définies par H.E.S.S..Crédits : [Lemière \(2006\)](#)

Cette méthode est utilisée exclusivement pour la production de carte du ciel. La région OFF correspond à une anneau centré sur la région ON. Il est dans ce cas nécessaire de prendre en compte la différence d'acceptance radiale entre les différents pixels de l'anneau.

Après avoir choisi une de ces méthodes, l'excès est simplement défini comme le nombre d'événements dans la région ON moins le nombre normalisé de ceux dans la région OFF, $N_{\text{excess}} = N_{\text{ON}} - \alpha N_{\text{OFF}}$.

En supposant une distribution gaussienne des événements, la significativité peut s'écrire

$$\sigma_{\text{detection}} = \frac{(N_{\text{ON}} - \alpha N_{\text{OFF}})}{\sqrt{N_{\text{ON}} + \alpha^2 N_{\text{OFF}}}}. \quad (2.4)$$

Cependant la supposition de distribution gaussienne n'est applicable que pour un grand nombre d'événements, lorsque la statistique est faible la distribution est poissonnienne. Un estimateur plus sophistiqué a été développé par [Li & Ma \(1983\)](#), basé sur un test de rapport de maximum de vraisemblance entre une hypothèse d'existence de signal et une hypothèse d'absence de signal. Dans ce cas la significativité de détection peut s'écrire :

$$\sigma_{\text{detection}} = \sqrt{2} \left\{ N_{\text{ON}} \ln \left[\frac{1 + \alpha}{\alpha} \left(\frac{N_{\text{ON}}}{N_{\text{ON}} + N_{\text{OFF}}} \right) \right] + N_{\text{OFF}} \ln \left[1 + \alpha \left(\frac{N_{\text{OFF}}}{N_{\text{ON}} + N_{\text{OFF}}} \right) \right] \right\}^{1/2} \quad (2.5)$$

Cette méthode est utilisée par toutes les analyses H.E.S.S. Enfin la détection d'une source gamma n'est affirmée que si la significativité $\sigma_{\text{detection}} \geq 5\sigma$.

II

Accélération, rayonnement et modélisation des blazars

ACCÉLÉRATION ET ÉMISSION NON-THERMIQUE DES PARTICULES

II.1.1 ACCÉLÉRATION DES PARTICULES DANS LES JETS

II.1.1.1 Chocs, Processus d'accélération de FERMI I

Le processus d'accélération de Fermi I ou "Fermi du premier ordre" décrit l'accélération de particules traversant des ondes de chocs. C'est un des processus majeur considéré pour l'accélération des particules de hautes énergies en astrophysique, notamment grâce à son efficacité d'accélération dépendant de la vitesse du flux éjecté β à la première puissance.¹

Afin d'être le plus clair et simple dans la description de cette accélération, je suppose un flux de plasma non-collisionnel se déplaçant à la vitesse V_p ($\beta = V_p/c$) rencontrant un choc frontal perpendiculaire au flux de vitesse V_c . D'après la théorie des chocs hydrodynamiques, pour un choc puissant nous avons la relation

$$\frac{V_c}{V_p} = \frac{4}{3}. \quad (1.1)$$

En considérant une particule effectuant un mouvement brownien autour de ce choc, celle ci sera accélérée après chaque aller-retour à travers ce choc. Je représente en Figure II.1.1 cette accélération qualitativement par un schéma d'une partie de ping-pong cosmique avec une particule entre des joueurs assis sur une fusée et d'autre tirés sur une planche à roulette, représentant la vitesse du flux respectif de chaque côté du choc.

Afin de déterminer le spectre d'énergie d'une telle accélération j'adopte la description proposée par Longair (1992).

Si une particule d'énergie initiale E_0 gagne une énergie εE_0 après chaque aller-retour au travers du choc, son énergie au bout de n passages sera $E = E_0 \varepsilon^n$. En même temps si la probabilité que la particule reste dans la zone d'accélération est P , alors après n passages la population de particules restant dans cette zone sera $N = N_0 P^n$, avec le nombre initial

1. D'où le nom de l'accélération de Fermi du premier ordre, beaucoup plus efficace que l'accélération de Fermi du deuxième ordre dont je ne parlerai pas dans ce manuscrit.

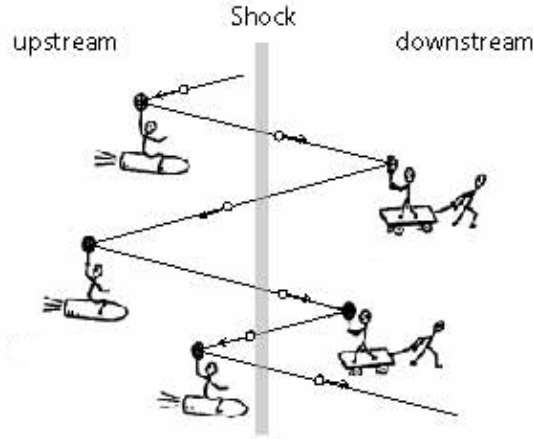


FIGURE II.1.1 – Schéma d'une accélération diffusive par un choc (Hoshino 2001).

de particules N_0 . En éliminant n de ces expressions nous avons la relation :

$$\frac{\ln(N/N_0)}{\ln(E/E_0)} = \frac{\ln P}{\ln \varepsilon}, \quad (1.2)$$

donnant le résultat :

$$\frac{N}{N_0} = \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\frac{\ln P}{\ln \varepsilon}}. \quad (1.3)$$

La distribution d'énergie des particules subissant cette accélération suit donc une loi de puissance dont la forme différentielle est exprimée de la forme

$$N(E)dE \propto E^{\left(-1 + \frac{\ln P}{\ln \varepsilon}\right)} dE. \quad (1.4)$$

Afin de déterminer l'indice spectral de cette loi de puissance nous devons obtenir les valeurs de P et ε .

Les particules de la région en aval du choc voient les particules en amont se déplacer vers elles à une vitesse de flux V_c . Si une particule de la région en aval entre avec un angle θ dans la région en amont, le gain d'énergie attendu est $\Delta E/E = V_p \cos \theta / c$. Pour une distribution isotrope de particules, leur fonction de probabilité est $p(\theta) = 2 \sin \theta \cos \theta d\theta$, et donc le gain moyen d'énergie par passage au travers du choc est

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{2V_p}{c} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos^2 \theta d\theta = \frac{2}{3} \beta. \quad (1.5)$$

Ainsi pour chaque aller-retour nous obtenons le gain moyen d'énergie

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{4}{3} \beta. \quad (1.6)$$

Nous avons donc

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0} = 1 + \frac{4}{3} \beta. \quad (1.7)$$

En utilisant le fait que $V_p \ll c$, nous pouvons utiliser un développement limité de $\ln \varepsilon$:

$$\ln \varepsilon = \ln \left(1 + \frac{4}{3}\beta \right) \simeq \frac{4}{3}\beta . \quad (1.8)$$

Ensuite nous devons calculer P , ce qui est relativement simple car le taux auquel les particules sont éjectées de la zone de choc par passage est $\frac{4}{3}\beta$. Donc, de la même façon que précédemment,

$$\ln P = \ln \left(1 - \frac{4}{3}\beta \right) \simeq -\frac{4}{3}\beta . \quad (1.9)$$

Ainsi, grâce aux equations 1.4, 1.8, 1.9 nous pouvons écrire la distribution d'énergie attendue

$$N(E) \propto E^{-2}. \quad (1.10)$$

Ce processus produit donc un spectre d'énergie en loi de puissance d'indice 2 pour un choc fort, ce spectre est typique de ce qui est déduit par l'observation des AGN, justifiant de fait ce mécanisme d'accélération comme primordial.

Cependant l'accélération de Fermi I soulève quelques problèmes, notamment celui de l'injection. C'est à dire que les particules à même de pouvoir être accélérées par ce processus doivent déjà posséder une énergie cinétique largement supérieure à la moyenne de celles composant le flux. L'origine de l'accélération de ces particules est donc repoussé à un autre phénomène.

II.1.1.2 Reconnexions magnétiques et turbulences

La reconnexion magnétique est un processus par lequel le champ magnétique d'un plasma réduit sa tension subie par un réarrangement topologique de ses lignes de champs. Ce processus est souvent accompagné d'une libération brutale de l'énergie magnétique dans le plasma, pouvant ainsi accélérer très efficacement les particules dans ces zones de reconnexion.

Afin d'avoir ce processus de reconnexion il faut donc un mécanisme générant cette tension du champ magnétique. Il se trouve une zone dans les AGN très propice à ce genre d'événements car située entre le champ magnétique développé par la rotation différentielle du disque d'accrétion et celui développé par la rotation du trou noir central (voir Figure II.1.2). De plus cette zone est continuellement comprimée par la chute du flux du disque d'accrétion vers le trou noir. Cette zone de reconnexion est d'ailleurs retrouvée dans de nombreuses simulations MHD des AGN qui se sont énormément développées ces dernières années (Dexter et al. 2014, Čemeljić et al. 2013, Zanni & Ferreira 2013).

Les spectre d'énergie des particules accélérées par ce processus sont typiquement des lois de puissances avec des indices spectraux compris entre 1 et 2.5 (de Gouveia dal Pino & Lazarian 2005, Kowal et al. 2012). Ce spectre d'énergie ainsi que la rapidité du mécanisme en fait un très bon candidat pour écrire l'émission VHE des AGN ainsi que leur forte variabilité (Khiali et al. 2015).

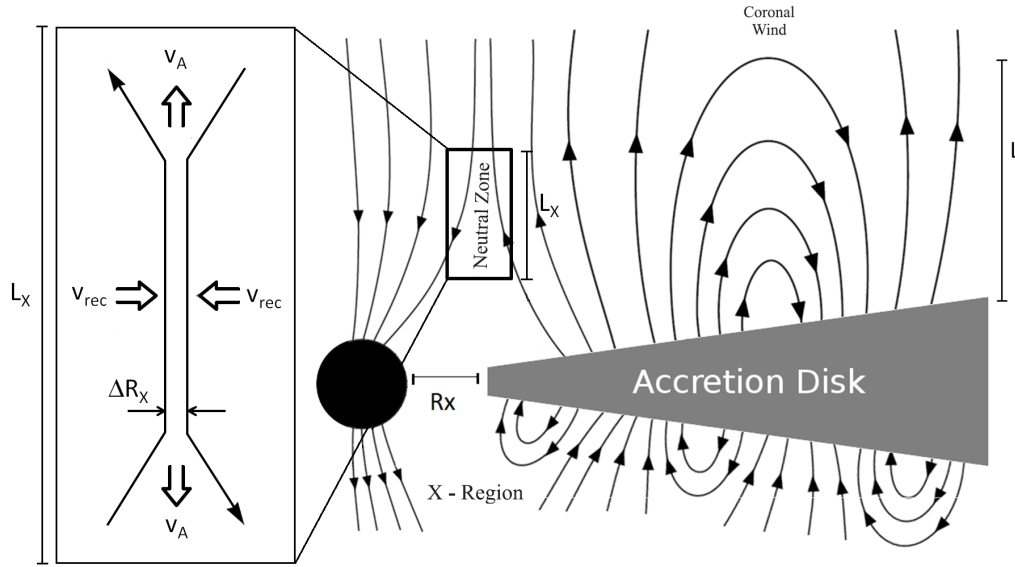


FIGURE II.1.2 – Schéma d'une reconnexion magnétique entre les lignes de champ provenant du disque d'accrétion et celles provenant de la magnétosphère du trou noir (Khiali et al. 2015).

Les turbulences quant à elles peuvent être vues comme un catalyseur des processus de reconnexion et de Fermi I. A cause de sa non-linéarité, le phénomène est très complexe et nécessite des simulations **MHD** de forte puissance. Afin de comprendre le rôle des turbulences dans l'accélération des particules, une discussion complète sur ces effets et ceux de reconnexion peut être trouvée dans Lazarian et al. (2012).

II.1.2 ÉMISSION NON-THERMIQUE DES BLAZARS

II.1.2.1 Emission synchrotron

L'émission synchrotron est le rayonnement d'une particule relativiste chargée accélérée de manière centripète dans un champ magnétique. Le processus de cette émission est le même que celui de l'émission cyclotron où l'on considère des particules non-relativistes. La théorie synchrotron étant un grand classique des processus d'émission non-thermique, je ne présente que les résultats principaux utiles à notre sujet. Pour une étude plus approfondie je conseille la lecture de Blumenthal & Gould (1970), Rybicki & Lightman (1979), ou bien Longair (1994).

Je considère ici le rayonnement produit par un seul électron dans un champ magnétique uniforme tel que représenté en Figure II.1.3.

Le mouvement de l'électron ne dépendant que d'une seule direction du champ magnétique B , nous ne considérons que la force lui étant appliquée par le champ électrique perpendiculaire

$$E_{\perp} = \beta c \gamma B \sin \theta, \quad (1.11)$$

avec θ l'angle entre la direction de l'électron et celle de la ligne de champ.

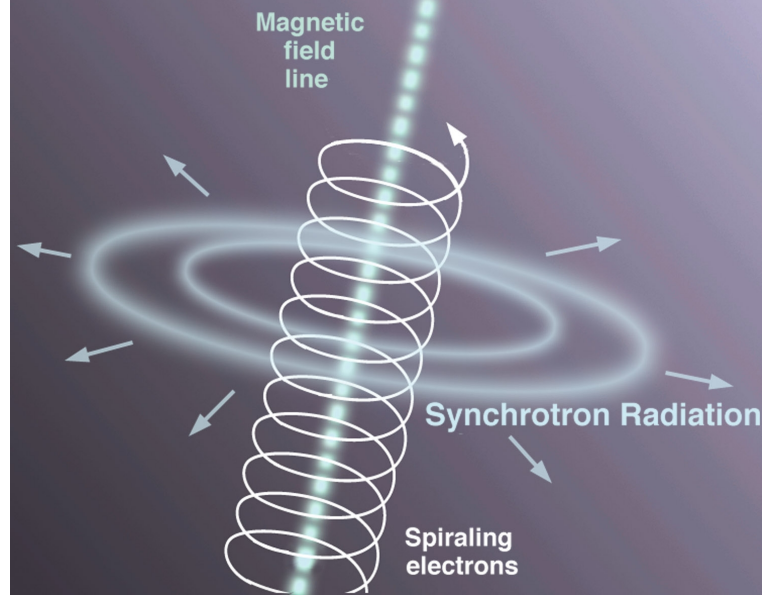


FIGURE II.1.3 – Schéma du rayonnement synchrotron produit par le mouvement hélicoïdal d'un électron autour d'une ligne de champ magnétique. Credit : "Gemini Observatory"

l'accélération pour un électron dans ce potentiel peut donc s'écrire

$$a = \frac{qE}{m} = \frac{e\beta c\gamma B \sin \theta}{m_e} . \quad (1.12)$$

Grâce à la formule de Larmor, nous pouvons décrire la puissance émise par un électron suivant son accélération,

$$P = \frac{2}{3} \frac{m r_e a^2}{c} , \quad (1.13)$$

avec $r_e = e^2/m_e c^2$ le rayon classique de l'électron.

Nous obtenons donc une expression de la puissance synchrotron suivant l'angle θ

$$P(\theta) = \frac{2}{3} r_e^2 c \beta^2 \gamma^2 B^2 \sin^2 \theta = 2 \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B \sin^2 \theta , \quad (1.14)$$

avec $\sigma_T = 8\pi r_e^2/3$ la section efficace Thomson, et $U_B = B^2/8\pi$ la densité d'énergie magnétique.

En supposant une répartition isotrope des angles, $p(\theta)d\theta = \frac{1}{2} \sin \theta d\theta$, nous pouvons estimer la puissance moyenne de l'émission,

$$\langle P \rangle = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B . \quad (1.15)$$

Le temps de refroidissement est trivialement associé à cette puissance, sous la forme

$$t_{cool} = \frac{\gamma m_e c^2}{P} . \quad (1.16)$$

Le calcul du spectre d'énergie synchrotron rayonnée par un électron étant relativement complexe je présente le résultat développé par [Rybicki & Lightman \(1979\)](#),

$$\frac{dP}{d\nu} = \sqrt{3} \frac{e^3 B \sin \theta}{m_e c^2} F \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right) \quad (1.17)$$

avec la fréquence synchrotron critique

$$\nu_c = \frac{3}{4\pi} \frac{eB}{mc} \gamma^2 \sin \theta , \quad (1.18)$$

et le noyau synchrotron :

$$F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) = F(\chi) = \chi \int_{\chi}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta . \quad (1.19)$$

$K_{5/3}$ est une fonction de Bessel modifiée d'ordre $\frac{5}{3}$. Une approximation analytique de ce noyau est

$$F(\chi) \simeq \chi^{1/3} \frac{2.79\chi + 2.13}{2.15\chi^{5/6}e^{\chi} + 0.5\chi + 0.96} . \quad (1.20)$$

Dans les codes d'émissions que j'utilise, une approximation différente est faite pour définir le spectre synchrotron d'une distribution d'électrons ([Chiaberge & Ghisellini 1999](#), [Katarzyński et al. 2001](#)),

$$\frac{dP}{d\nu}(\gamma) \simeq \frac{3\sqrt{3}\sigma_{TC}U_B}{\pi\nu_B} 0.78t^{0.25}e^{2.175t} , \quad (1.21)$$

avec

$$t = \frac{\nu}{3\gamma^2\nu_B} , \quad (1.22)$$

et la fréquence de rotation d'une particule :

$$\nu_B = \frac{eB}{2\pi\gamma mc} . \quad (1.23)$$

Pour une distribution isotrope d'électrons $N(\gamma)$ le coefficient d'émission peut être exprimé tel que

$$j(\nu) = \frac{1}{4\pi} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} N(\gamma) \frac{dP}{d\nu}(\gamma) d\gamma . \quad (1.24)$$

II.1.2.2 Émission Compton-inverse

L'émission Compton-inverse est due à l'interaction d'une particule relativiste et un photon. Par ce processus une partie de l'énergie de l'électron est transmise au photon, pouvant par exemple convertir des photons X en photons gamma. Ce processus est primordial pour expliquer l'émission aux hautes et très hautes énergies des sources astrophysiques ($E > \text{GeV}$).

Je présente en Figure [II.1.4](#) un schéma descriptif du phénomène.

Le transfert maximum d'énergie intervient lorsque la collision entre les deux particules est frontale, dans ce cas le transfert maximal d'énergie peut s'écrire

$$E_{max} = \gamma^2 E_0 \frac{(1 + \beta)^2}{1 + \frac{\gamma E_0}{mc^2}(1 + \beta)} . \quad (1.25)$$

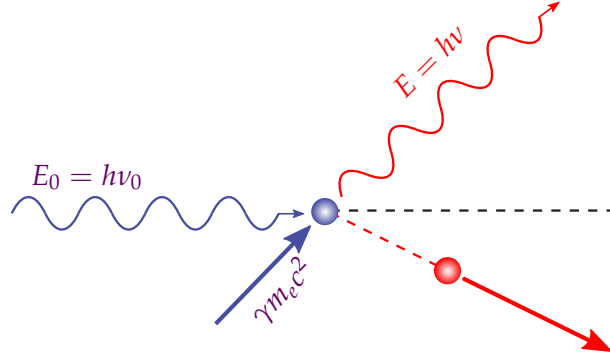


FIGURE II.1.4 – Schéma de la diffusion Compton-inverse dans le référentiel du laboratoire

Dans la limite ultra-relativiste ($\beta \sim 1$), nous obtenons

$$E_{max} = \frac{4\gamma^2 E_0}{1 + \frac{4\gamma E_0}{mc^2}}. \quad (1.26)$$

Suivant l'énergie du photon avant la diffusion, l'énergie maximale de transfert diffère et nous permet de faire la distinction entre deux régimes.

- Si $\gamma E_0 \ll m_e c^2$, $E_{max} \simeq 4\gamma^2 E_0$, nous sommes dans le régime Thomson.
- Si $\gamma E_0 \sim m_e c^2$, $E_{max} \simeq \gamma m_e c^2$, nous sommes dans le régime Klein-Nishina.

On appelle la section efficace de Klein-Nishina l'expression totale de la section efficace de diffusion Compton sur une gamme très large d'énergie. Dans ce cadre on peut voir la section efficace Thomson comme une approximation à basse énergie de la section efficace Klein-Nishina. La section efficace Klein-Nishina peut d'ailleurs être formulée en fonction de la section efficace Thomson comme ceci :

$$\sigma_{KN} = \sigma_T \frac{3}{4} \left\{ \frac{1+x}{x^3} \left[\frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right] + \frac{1}{2x} \ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right\}, \quad (1.27)$$

avec $x = h\nu / m_e c^2$ l'énergie des photons cibles.

Le régime Klein-Nishina décrit une décroissance forte de la section efficace de diffusion Compton pour les hautes énergies, comme nous pouvons le voir en Figure II.1.5.

L'expression de la puissance émise par un électron pour un processus Compton-inverse dans le régime Thomson est de forme identique à celle émise en synchrotron (Eq. 1.15), mis à part que la densité d'énergie incidente ne provient plus d'un champ magnétique (U_B), mais d'un champ de radiation (U_r) :

$$\langle P \rangle = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_r. \quad (1.28)$$

Afin d'évaluer la puissance totale émise par un processus Compton-inverse dans la limite de Klein-Nishina, il est nécessaire d'intégrer sur la section efficace totale σ_{KN} . En supposant une distribution isotrope de photons l'expression peut être approximée de cette manière :

$$P \simeq \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_r \left(1 - \frac{63}{10} \frac{\gamma}{mc^2} \frac{\langle E_0^2 \rangle}{\langle E_0 \rangle} \right) \quad (1.29)$$

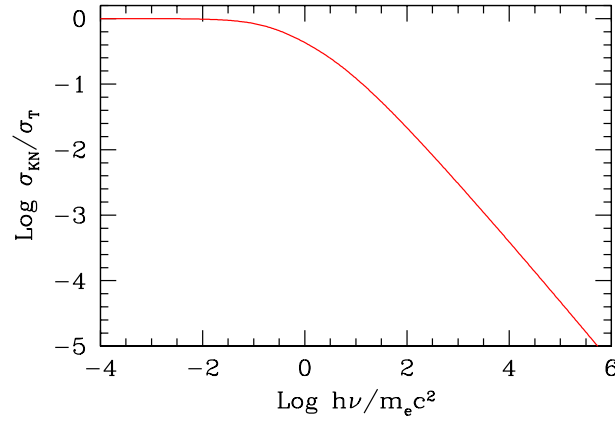


FIGURE II.1.5 – Section efficace Klein-Nishina normalisée à la section efficace Thomson en fonction de l'énergie des photons cibles.

La forte luminosité des **AGN** observée aux hautes énergie nécessite que la diffusion Compton-inverse soit très efficace, donc principalement dans le régime Thomson, caractérisé comme on l'a vu par une énergie de photons cibles faible ($h\nu \ll mc^2$). Un champ de radiation à même de produire ces photons cibles est le champ synchrotron. Ce processus où les électrons interagissent par effet Compton-inverse sur leur propre champ d'émission synchrotron est appelé une émission **SSC** (pour Synchrotron-Self-Compton).

Une contradiction apparente à longterm a été débattue concernant la pertinence de l'émission **SSC** dans les **AGN**. Les **AGN** émettant le plus aux très hautes énergies sont généralement des **HBLs**, ceux possédant leur pic d'émission synchrotron aux plus hautes fréquences. Dans ce cas les photons cibles sont très énergétiques et le processus **SSC** est indubitablement en régime Klein-Nishina, donc impropre à décrire cette émission forte en hautes énergies. Ce problème a été réglé lorsque l'on a admis que le flux émetteur se déplace à une vitesse relativiste. En effet lorsque l'on se met dans le référentiel du flux, le pic d'émission synchrotron se trouve à une fréquence beaucoup plus faible qu'observée et est tout à fait approprié pour produire un fort rayonnement **SSC** dans le régime Thomson. De cette manière en ayant la luminosité et la fréquence des pics d'émissions synchrotron et **SSC**, nous pouvons déduire le facteur Doppler minimal de la zone d'émission satisfaisant le régime Thomson.

En outre si l'on considère que le rayonnement synchrotron et Compton-inverse proviennent d'une même zone, nous pouvons utiliser la relation déduite des équations 1.15 et 1.28,

$$\frac{U_r}{U_B} = \frac{P_C}{P_s} \simeq \frac{L_C}{L_s}, \quad (1.30)$$

avec L_C et L_s les luminosités maximum des composantes synchrotron et Compton-inverse de la **SED** des sources.

Comme le montrent ces exemples, l'étude des sources dominées par le régime **SSC** a beaucoup d'avantages pour déterminer les caractéristiques physiques de la zone d'émission. Par l'étude de la forme de la **SED** et de la variabilité de la source, de nombreux paramètres physiques peuvent ainsi être déduits en supposant un régime **SSC**. Je conseille

la lecture de [Tavecchio et al. \(1998\)](#) où sont référencés de nombreuses clés pour lier les observables à la physique des zones radiatives des **AGN**.

II.1.2.3 Absorption par création de paires

La production de paires e^\pm par l'interaction photon-photon est l'inverse du processus d'annihilation matière-antimatière $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Dans le régime relativiste ce processus est assez similaire à celui de la diffusion Compton-inverse. Cependant, la production de paire par $\gamma + \gamma$ à un seuil cinématique strict donné par

$$\epsilon_{\gamma 1} \epsilon_{\gamma 2} (1 - \cos \theta) \geq 2, \quad (1.31)$$

avec $\epsilon_{\gamma 1}$ et $\epsilon_{\gamma 2}$ les énergies des deux photons en $m_e c^2$ se percutant selon un angle θ dans le référentiel du laboratoire.

II.1.2.3.1 Absorption interne

Comme le montre l'équation [1.31](#), il peut se produire une production de paires via l'interaction des photons gamma sur le rayonnement synchrotron ou un autre champ de faible énergie. Cette production de paires peut être quantifiée comme une absorption interne du rayonnement gamma dépendant de la section efficace d'interaction $\sigma_{\gamma\gamma}$.

En première approche, pour l'étude du blazar Ap Librae dans la suite du manuscrit j'utilise l'approximation de [Coppi & Blandford \(1990\)](#) qui se place à la section efficace maximale d'absorption $\sigma_{\gamma\gamma, max} \simeq 0.2\sigma_T$, avec σ_T la section efficace Thomson. L'épaisseur optique définie par l'absorption par création de paire s'écrit ainsi :

$$\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_\gamma) = 0.2\sigma_T \frac{1}{\epsilon_\gamma} n(\omega_0) R, \quad (1.32)$$

avec $\epsilon_\gamma = h\nu_\gamma$ l'énergie des photons absorbés sur le champ cible, et $n(\omega_0)$ la densité de photons cibles en fonction de leur énergie,

$$n(\omega_0) = \frac{4\pi I_\omega}{hc\omega_0}, \quad (1.33)$$

avec I_ω l'intensité par unité de surface de la radiation cible. En prenant $\omega_0 = 1/\epsilon_\gamma$ on obtient

$$n(\omega_0) = \frac{4\pi I_\omega \nu_\gamma}{c}. \quad (1.34)$$

Afin d'être plus rigoureux dans l'estimation de l'absorption par création de paire, j'adopte dans mes modèles d'émission la formule donnée par [Aharonian et al. \(2008\)](#) décrivant l'évolution de la section efficace d'absorption $\sigma_{\gamma\gamma}$ suivant l'énergie des photons, avec une erreur maximale par rapport à la solution exacte estimée à environ 3%,

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{3\sigma_T}{2s^2} \left[\left(s + \frac{1}{2} \ln s - \frac{1}{6} + \frac{1}{2s} \right) \ln(\sqrt{s} + \sqrt{s-1}) - \left(s + \frac{4}{9} - \frac{1}{9s} \right) \sqrt{1 - \frac{1}{s}} \right], \quad (1.35)$$

avec s le produit des énergies du photon primaire ϵ_γ et du photon cible ω_0 , $s = \epsilon_\gamma \omega_0 / m_e^2 c^4$.

L'épaisseur optique caractérisant l'absorption gamma par une interaction photon-photon dans une source de taille R peut s'écrire

$$\tau(\epsilon_\gamma) = \int_0^R \int_{\omega_1}^{\omega_2} \sigma(\epsilon_\gamma, \omega) N_{ph}(\omega, r) d\omega dr, \quad (1.36)$$

Avec $N_{ph}(\omega, r)$ décrivant la distribution spectrale et spatiale des photons cibles dans la source.

Pour une source homogène avec une distribution étroite de photons, on peut utiliser l'approximation $\tau(\epsilon_\gamma) = R\sigma(\epsilon_\gamma, \bar{\omega})N(\bar{\omega})$ où $\bar{\omega}$ est l'énergie moyenne des photons cibles. Cette approximation a cependant une limite à faible énergie ($\epsilon_\gamma < 1/\bar{\omega}$) où cette absorption devient nulle ($\tau = 0$).

II.1.2.3.2 Absorption par la lumière diffuse extragalactique

La lumière diffuse extragalactique (**EBL**) est le second champ de rayonnement le plus lumineux éclairant l'univers derrière le fond diffus cosmologique. L'**EBL** contient deux composantes, le fond cosmique visible (COB) qui intègre l'émission visible des étoiles et galaxies, et le fond cosmique infrarouge (CIB) constitué de la lumière diffusée par les poussières dans la gamme infrarouge.

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, une absorption efficace peut se produire entre des photons par création de paire. Or il se trouve que la section efficace maximale d'absorption du pic visible de l'**EBL** correspond aux énergies de l'ordre du TeV. La présence de l'**EBL** produit donc un horizon cosmologique pour les sources émettant aux **VHE**. Plus la source est lointaine, plus son spectre **VHE** est absorbé.

En ayant une bonne connaissance de la **SED** de l'**EBL** nous pouvons déduire les spectres **VHE** intrinsèques des **AGN**, car nous pouvons déduire l'épaisseur optique des photons gamma suivant leur énergie et la distance des sources émettrices. L'exercice inverse est aussi possible, en estimant la valeur du spectre **VHE** intrinsèque des **AGN** nous pouvons estimer celui de l'**EBL** (Biteau & Williams 2015). L'absorption des rayons gamma par création de paires e^\pm sur l'**EBL** est pris en compte dans nos modélisations. Pour cela on utilise la table 3 de Franceschini et al. (2008) dans laquelle sont référencées les profondeurs optiques des rayons gamma suivant leur énergie et le décalage vers le rouge de la source. Les profondeurs optiques correspondant à des valeurs intermédiaires de décalage vers le rouge et d'énergie sont simplement obtenues par interpolation.

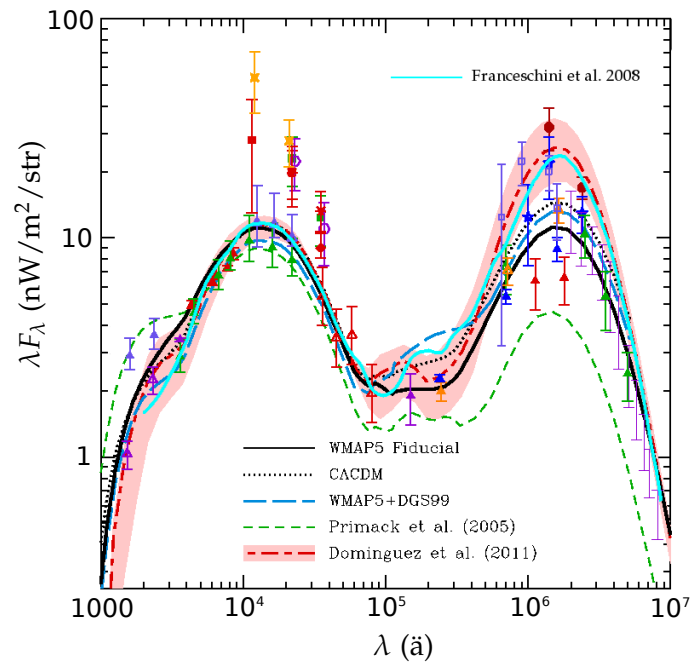


FIGURE II.1.6 – Modèles de la *SED* de l'*EBL*. (Biteau 2013), adapté de Gilmore et al. (2012).

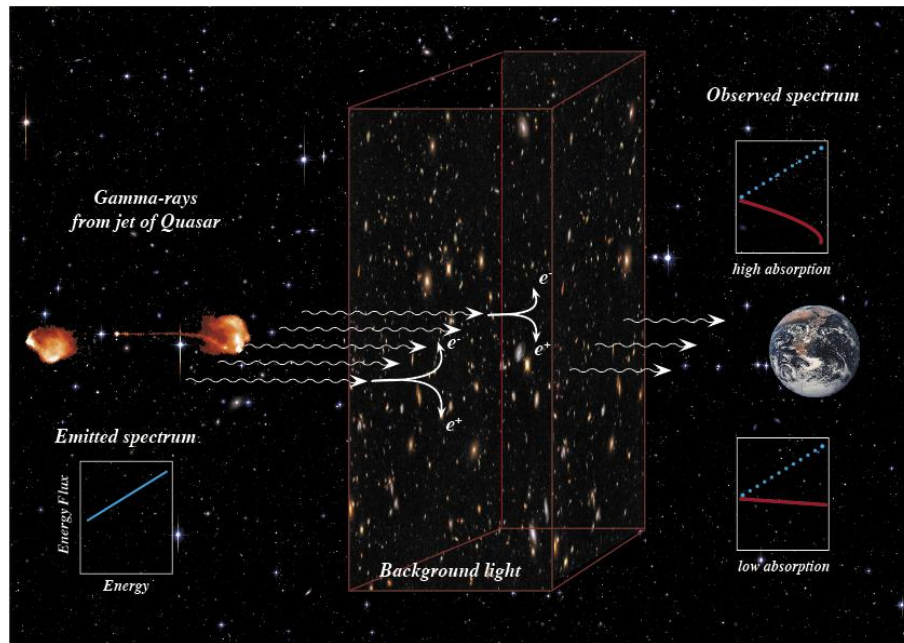


FIGURE II.1.7 – Principe de l'absorption du rayonnement gamma des quasars par l'*EBL*. Crédits : H.E.S.S. Collaboration.

REVUE DES MODÈLES D'ÉMISSION DES BLAZARS

2

Un des grands principe de la recherche scientifique est de reproduire des observables via des expériences en laboratoire ou des modèles numériques. Dans le cas des blazars, les énergies et la taille du système en question sont telles que seules les modélisations numériques sont appropriées. Les premières observations multi-longueur d'onde des blazars nous ont permis de déterminer qu'une zone compacte de plasma est en mouvement proche de la base du jet à une vitesse relativiste, produisant cette forme caractéristique de la SED en double bosse synchrotron et synchrotron self-Compton (SSC) très reconnaissable. De nombreux scénarios numériques ont été développés pour caractériser cette zone compacte de radiation et gagnent progressivement en complexité depuis une vingtaine d'années. Les données multi-longueur d'onde disponibles des blazars ont explosé avec la dernière génération des télescopes spatiaux et du suivi régulier au sol en rayons gamma avec les télescopes Tcherenkov et en radio avec les méthodes d'interférométrie à très large base (VLBI). Tout ceci nous permet d'avoir plus de données, plus précises et avec un meilleur suivi. Nous pouvons ainsi affiner et complexifier les modèles d'émission.

Du fait de la multiplication rapide de ces modèles ces dernières années il devient nécessaire de faire le point sur l'état actuel de la modélisation spectrale des blazars. On ne choisit pas ici de faire une liste exhaustive de tous les modèles existants mais plutôt de discerner les différentes approches imaginées dans différentes catégories, de décrire les points forts et faibles de chaque scénario ainsi que les sources et les observables qui ont favorisé une approche par rapport à une autre.

II.2.1 MODÈLE PUREMENT SSC ET QUELQUES VARIANTES

II.2.1.1 Modèle SSC leptonique à une zone

Ce modèle est le plus simple et encore le plus utilisé dans la communauté. Il a été développé peu après la découverte des quasars en rayons X et gamma, de manière à poser une base théorique des phénomènes radiatifs pouvant émettre aux hautes énergies. Le schéma général est géométriquement simple avec une boule de plasma leptonique, approximée à une population d'électrons se déplaçant à une vitesse relativiste dans la direction de l'observateur. Je développe plus en détail les paramètres de ce scénario dans

la Section II.3.1. Nous pouvons également nous référer à quelques articles ayant fait date tels que Gould (1979) ou Coppi & Blandford (1990).

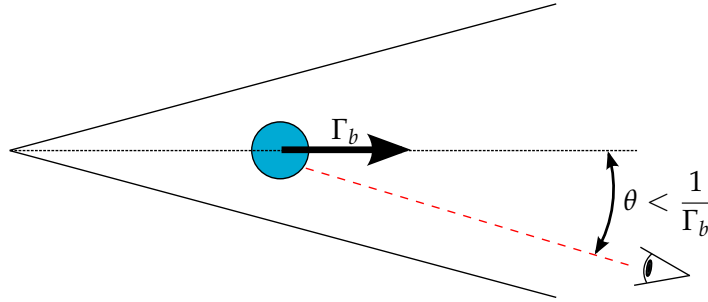


FIGURE II.2.1 – Schéma du modèle SSC leptonique à une zone. On suppose un angle de visée faible $\theta < 1/\Gamma_b$.

Ce modèle a l'avantage d'avoir fait ses preuves depuis de longues années, il est ainsi très robuste. De plus la nature SSC du rayonnement permet de contraindre efficacement les paramètres par les observables (voir Section II.1.2.2). Il est ainsi très efficace pour la modélisation des HBLs, qui ont la particularité d'avoir une SED extrêmement dominée par une composante compacte du jet. Un exemple est présenté en Figure II.2.2. Cependant ce scénario montre vite ses limites pour toutes les sources non-HBL, pour lesquels la modélisation requiert souvent des paramètres extrêmes ou bien n'est tout simplement pas possible.

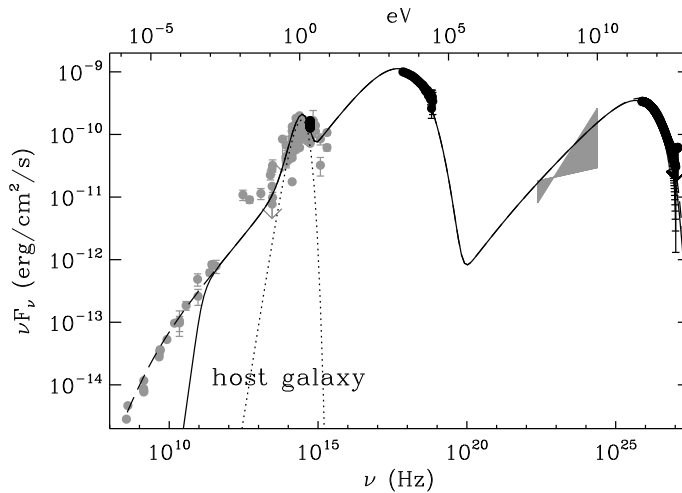


FIGURE II.2.2 – Modélisation du HBL Mrk 421 par un modèle SSC leptonique à une zone. Crédits : Giebels et al. (2007)

II.2.1.2 Blob-in-jet

Comme nous pouvons le remarquer en Figure II.2.2, les modèles SSC à une zone ne permettent généralement pas la modélisation de la partie de plus faible énergie des SED, typiquement associée au rayonnement radio du jet étendu. Le modèle "Blob-in-jet" développé par Katarzyński et al. (2001) prend en compte cette émission via un modèle de jet conique stratifié émettant lui aussi en SSC.

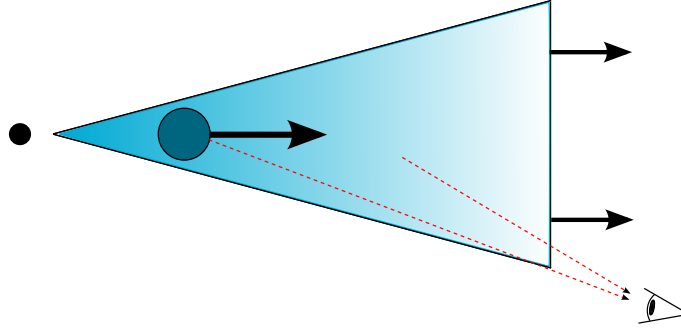
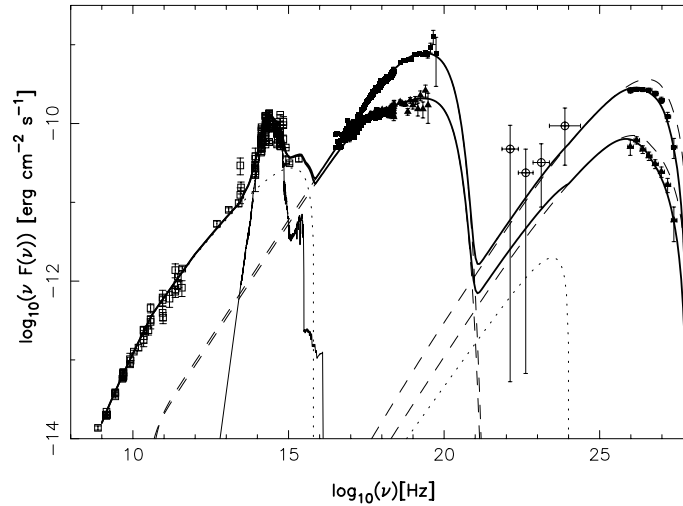


FIGURE II.2.3 – Schéma du modèle "Blob-in-jet".

Dans le cas des **HBLs**, et notamment de Mrk 501 (voir figure II.2.4), l'interaction entre les deux composantes est supposée négligeable dû à la faible puissance du jet. Cette interaction est le cœur de notre code "Bjet" abordé en section 3, je montre que dans le cas des sources non-**HBLs** où le jet est plus puissant, cette interaction peut devenir dominante et les composantes blob et jet ne peuvent plus être considérées indépendamment comme c'est le cas ici mais de manière entièrement inter-dépendante.

FIGURE II.2.4 – Modélisation du **HBL** Mrk 501 suivant deux états de la source avec le rayonnement d'un jet stratifié de basse énergie pris en compte (ligne pointillé). Crédits : [Katarzyński et al. \(2001\)](#)

II.2.1.3 Multi-blobs

Le modèle Multi-blobs développé par [Lenain et al. \(2008\)](#) est un cas assez singulier d'originalité. Ce modèle a été développé dans le but de modéliser l'émission de hautes et très hautes énergie des radio-galaxies. Ces sources présentent des jets fortement non alignés avec l'observateur ($\theta \gtrsim 15^\circ$). D'après les relations de transformation relativiste du rayonnement, nous ne devrions pas pouvoir observer ces sources à hautes énergies car l'observateur se situe bien en dehors de la zone amplifiée par effet Doppler. Un moyen de contourner ce problème est d'estimer que nous n'avons pas un blob se déplaçant selon l'axe du jet mais une zone définie par la section totale du jet en forme de coquille sphérique se propageant à la base du jet. La base du jet des radio-galaxies présentant un

angle d'ouverture relativement large, une partie de cette coquille sera effectivement en mouvement dans la direction de l'observateur et donc bien amplifiée par effet Doppler. Dans ce modèle la coquille en question est représentée par une multitude de blobs SSC collés les uns aux autres (voir Figure II.2.5).

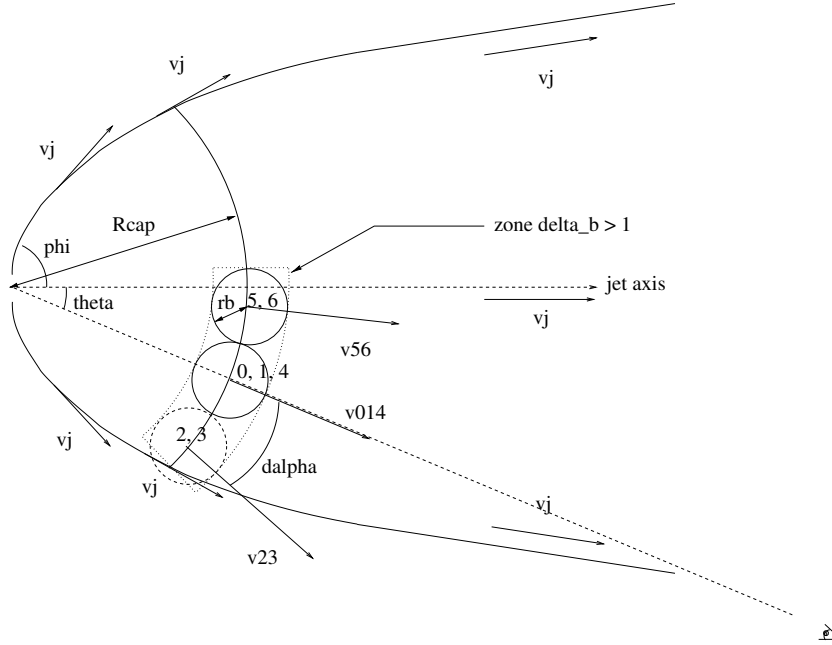


FIGURE II.2.5 – Schéma géométrique du modèle Multi-blobs. Crédits : [Lenain et al. \(2008\)](#)

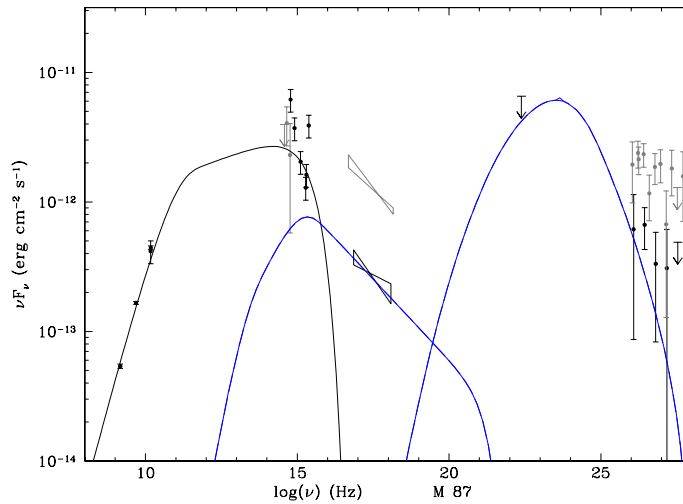


FIGURE II.2.6 – **SED** de M87 par le scénario Multi-blobs pour de faibles rayons de blob ($r_b = 1.5 \times 10^{13}$ cm). La ligne noire représente la base du jet d'après le modèle développé par [Katarzyński et al. \(2001\)](#). Les données en noir sont relatives à une faible activité de la source et utilisées pour la modélisation, les données en gris représentent un état de forte activité et sont non-contraignantes pour le modèle. Crédits : [Lenain et al. \(2008\)](#)

Ce modèle permet un bon ajustement de la **SED** des radiogalaxies, comme on peut le voir en Figure II.2.6. Il nous interpelle sur le fait que la région compacte émettant en **SSC** est possiblement une sous-partie pointant dans la direction de l'observateur d'une

régions beaucoup plus vaste. Nous voyons aussi que l'angle d'ouverture du jet est un élément déterminant pour définir la zone d'émission, ce dont je m'inspire beaucoup dans la suite de ce manuscrit.

II.2.2 MODÈLES STATIONNAIRES AVEC COMPTON EXTERNE

II.2.2.1 Interaction avec le rayonnement diffusé du disque

La multiplication de détection de **FSRQs** ayant une **SED** avec une composante de haute énergie souvent beaucoup plus lumineuse que la composante synchrotron a rapidement poussé à trouver des alternatives au scénario **SSC**. En effet le champ synchrotron de ces sources est trop faible pour expliquer une telle luminosité produite par Compton-inverse.

Il se trouve que ces sources ont aussi un disque d'accrétion beaucoup plus lumineux que celui des **HBLs** qui n'est bien souvent même pas détectable. Ainsi le champ de photons cible est tout trouvé, il doit s'agir des photons émis par le disque d'accrétion. Seulement le mouvement relativiste du blob dans la direction opposée à celle du disque rend inefficace toute interaction radiative directe car l'émission du disque se retrouve énormément diminuée et décalée vers le rouge dans le référentiel du blob.

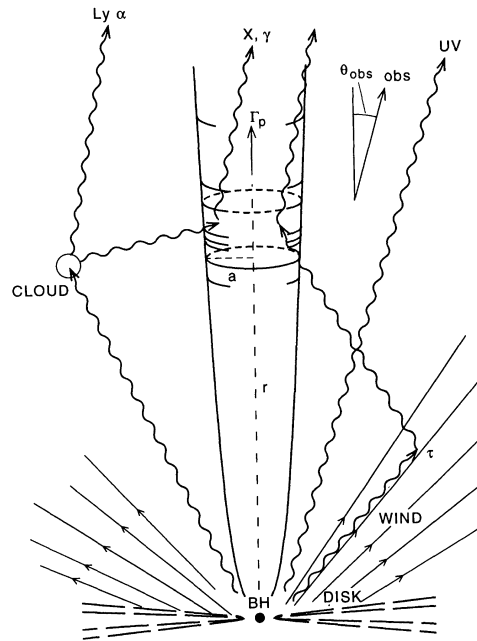


FIGURE II.2.7 – Schéma de radiation externe sur une zone compacte du jet. Crédits : [Sikora et al. \(1994\)](#)

Ce modèle nécessite donc une structure située en aval du blob diffusant la lumière du disque, la **BLR** est le candidat idéal. Ce scénario d'émission Compton-inverse sur le champ de radiation diffusé par la **BLR** est maintenant un grand classique des modèles d'émission pour toutes les sources ayant un fort disque d'accrétion. Je présente en Figure II.2.7 le schéma d'émission proposé par un article fondateur de ce scénario, [Sikora et al. \(1994\)](#). Dans cet article ils proposent aussi que les particules froides du jet participent également

à la rediffusion de l'émission du disque, mais cette option n'a pas été retenue dans les modèles actuels car trop hypothétique. Pour une étude approfondie, nous pouvons aussi nous référer à un autre article de cette époque, [Ghisellini & Madau \(1996\)](#).

Il se trouve qu'un tore de poussière suffisamment lumineux en infrarouge peut aussi contribuer à cet effet, mais généralement par un ordre inférieur. Bien que très efficace et théoriquement très solide le scénario de Compton-inverse par diffusion de la radiation du disque est fortement dépendant de la géométrie des composantes (Disque, Tore, **BLR**), ainsi que de leur spectre d'émission respectifs. Ainsi chaque modèle a sa "recette" propre pour tous ces paramètres qui sont très peu contraints par les observables. De manière à éviter de sur-paramétrer cet effet, je le considère pour mes modélisations de la manière la plus simple qu'il soit (disque d'accrétion assimilé à une source ponctuelle, **BLR** ayant une géométrie en coquille sphérique), qui se trouve être pour la majorité des cas bien suffisant.

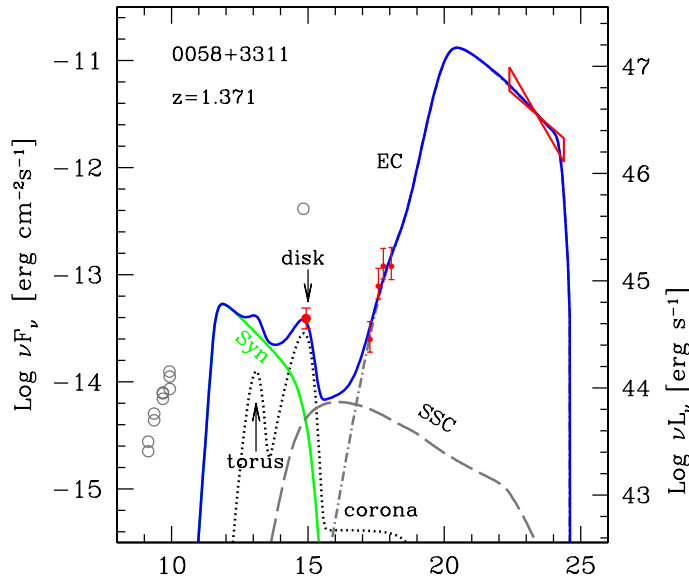


FIGURE II.2.8 – Modélisation de la **SED** du **FSRQ** GB6 0058+3311 avec de la radiation Compton-externe sur les champs d'émission du tore, du disque et de sa couronne par la **BLR**. Crédits : [Ghisellini et al. \(2011\)](#)

II.2.2.2 Deux blobs

Je montre ici un exemple où le cas où une source particulière engendre un modèle d'émission lui aussi original. Ce cas est représentatif de nombreux modèles qui se sont avérés trop spécifiques avec des paramètres trop finement ajustés pour être reproductibles, l'unicité de ces modèles les rendant de fait improbables. Cependant le modèle suivant développé par [Tavecchio et al. \(2011\)](#) est intéressant car il rend compte de la variabilité étrange des blazars.

Le **FSRQ** PKS 1222+216 présente deux variabilités en gamma, une très rapide (~ 10 min) et une plus lente de l'ordre de plusieurs jours. Deux zones **SSC** dont le jet sont alors considérées mais la zone à forte variabilité gamma ne peut pas être située dans la **BLR** car elle subirait trop d'absorption par création de paires.

Cette étude suggère donc plusieurs zones dans le jet pouvant émettre en **SSC** avec des

propriétés différentes. Un autre scénario à deux blobs dans le jet a aussi été proposé par [Raiteri et al. \(2010\)](#) pour l'étude du blazar BL lac.

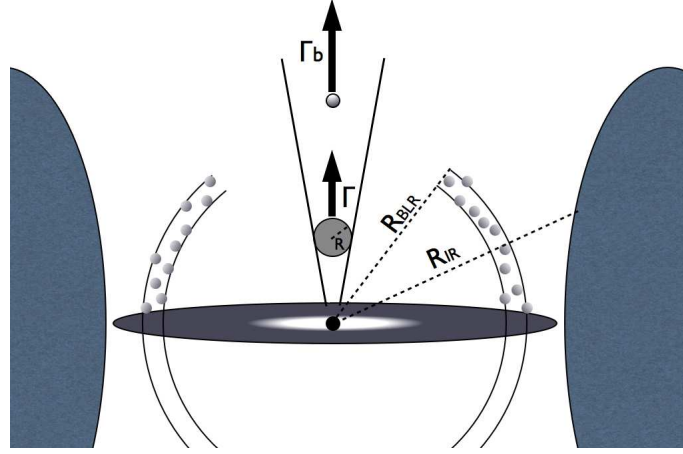


FIGURE II.2.9 – Schéma du modèle à deux blobs dans le jet. Crédits : [Tavecchio et al. \(2011\)](#)

Bien qu'ils puissent mimer un certain comportement des blazars, ces scénarios à plusieurs zones compactes dans le jets présentent beaucoup de paramètres libres avec une grande dégénérescence, ne rendant pas l'ajustement de la SED suffisamment contraignant. C'est justement pour éviter cette forte dégénérescence que j'apporterai dans la Partie III de nouvelles contraintes observationnelles basées sur les jets VLBI.

II.2.2.3 Spine-layer

Ce modèle est basé sur une cinématique à deux flux ([Sol et al. 1989](#)) avec une région interne du jet "spine" se déplaçant à un facteur de Lorentz très supérieur celui d'une coquille "layer" l'entourant. Les deux régions ayant des facteurs de Lorentz différents des effets Compton-inverse mutuels se produisent, si bien que ces deux composantes peuvent rayonner en gamma.

Ce scénario est donc très commode pour définir une grande variété d'objets. Si nous le regardons à petit angle nous sommes dominées par le champ de radiation du "spine", traduisant le cas des blazars. Et si nous regardons à grand angle, le "layer" ayant un angle d'ouverture plus important domine le rayonnement. Celles-ci pouvant aussi rayonner en gamma, ce scénario est adapté aux radiogalaxies observées aux hautes énergies.

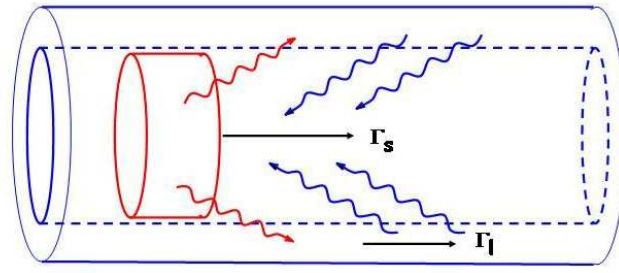


FIGURE II.2.10 – Schéma du modèle "Spine-Layer". Crédits : [Ghisellini et al. \(2005\)](#)

Un bémol majeur est tout de même à apporter à ce scénario. La zone d'émission gamma des radiogalaxie est ici supposée très large (layer), mais cependant une variabilité rapide et importante de la célèbre radiogalaxie M87 a été détectée aux **VHE** par H.E.S.S. ([Aharonian et al. 2006](#)) contraignant la taille de la zone d'émission à une zone d'un rayon de l'ordre de celui de Schwarzschild du trou noir central. Ce scénario est incompatible avec cette observation.

II.2.2.4 Ralentissement du jet

Ce modèle comme le précédent est basé sur du rayonnement Compton-inverse produit par un gradient de vitesse relativiste ([Georganopoulos & Kazanas 2003](#)). La différence ici est qu'une seule composante stratifiée de jet est considérée avec un fort ralentissement. Suivant l'angle de visée, l'observateur verra là aussi la partie la plus accélérée pour les blazars et la partie ralentie pour les radiogalaxies pouvant émettre en rayon gamma via Compton-inverse.

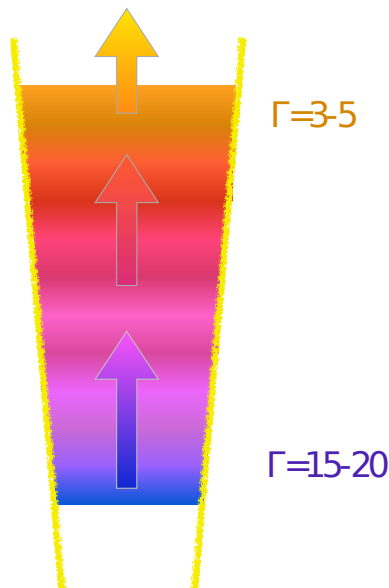


FIGURE II.2.11 – Schéma du modèle de ralentissement de jet. Crédits : Tavecchio, "Krakow jet meeting 2015"

Ce modèle est attrayant par sa simplicité, mais dépend d'un paramètre ad-hoc de

ralentissement. Comme le précédent ce modèle est incompatible avec une forte variabilité gamma des radiogalaxies.

II.2.3 MODÈLE LEPTO-HADRONIQUE

Comme nous l'avons vu les **HBLs** sont relativement bien modélisées par des modèles simples purement leptoniques. Cependant pour les cas extrêmes des ces objets, appelés UHBLs (Ultra-High-Frequency-peaked-BL Lacs), certains paramètres deviennent problématiques tels que l'énergie minimum des électrons non thermiques de l'ordre de $\gamma_{min} > 1000$ ainsi que des facteurs Doppler $\delta > 100$. Des études ont alors été menées pour voir si ces objets extrêmes sont à même de contenir aussi une population de protons non-thermiques pouvant permettre de relâcher ces paramètres et aussi dans un deuxième temps apporter quelques réponses sur l'origine hadronique des rayons cosmiques. Je présente ici la plus récente des études approfondies sur le sujet ([Cerruti et al. 2015](#)), nous pouvons également nous référer à des travaux antérieurs tels que [Dermer & Atoyan \(2001\)](#) ou [Böttcher et al. \(2013\)](#).

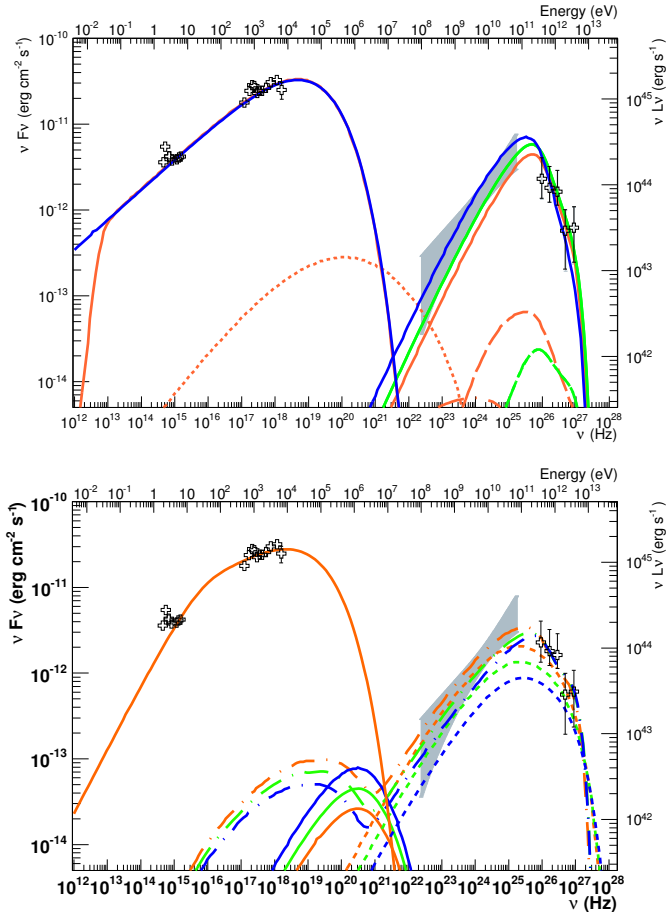


FIGURE II.2.12 – Modélisation de la **SED** du blazar RGB J0710+591 par un scénario purement hadronique en haut et par un scénario Lepto-hadronique en bas. Crédits : [Cerruti et al. \(2015\)](#)

L'étude détaillée des processus hadronique nécessite une puissance de calcul relativement importante, en effet les interactions entre protons-électrons-photons vont produire d'importantes cascades de particules secondaires qui elles-mêmes auront des effets d'absorption ou d'émission non négligeables. Ces processus hadroniques des blazars sont donc des domaines en soi de recherche.

Nous pouvons ici sortir quelques résultats de ces études. Il semble que des populations uniquement hadroniques nécessitent une puissance magnétique de jet hors du commun avec des champs magnétiques de l'ordre de 100 Gauss, soit plus de mille fois les valeurs usuellement considérées pour ce genre d'objets. Des solutions peuvent être en accord avec des champs magnétiques plus faibles mais dans ce cas le temps de refroidissement des protons semble incompatible avec la variabilité rapide de ces objets. D'autre part, la pente de distribution d'énergie des particules est très raide ($\alpha_p = \alpha_e \in [1.3 - 1.5]$), difficile à faire coller avec des scénarios d'accélération classiques où $\alpha \simeq 2$.

Des scénarios mixant électrons et protons, ainsi que toutes leurs particules secondaires (lepto-hadroniques) sont en accord avec des valeurs moins extrêmes de paramètres, mais en accroissant substantiellement leur nombre au risque d'être sous-contraint lors des modélisations.

Ces scénarios ont aussi l'avantage de faire des prédictions sur des forme caractéristique de spectres **VHE**, pouvant présenter des signatures de cascades hadroniques. Grâce à une sensibilité au delà du TeV bien meilleure que les réseaux Tcherenkov actuels, le futur observatoire CTA devrait lever les incertitudes sur la pertinence de ces scénarios d'émission.

II.2.4 PROPAGATION DU JET

II.2.4.1 "Blob-in-jet" évolutif

Afin de reproduire la variabilité des sources, des paramètres évolutifs ont été ajoutés aux modèles. Ceux-ci apportent une complexité significative par rapport aux modèles stationnaires décrits ci-dessus.

J'aborde ici le cas du modèle développé par [Katarzyński et al. \(2003\)](#) pour reproduire une éruption du blazar Mrk 421. Il a également servi à modéliser la rapide éruption gamma de la source PKS 2155+354, de même que celui de [Chiaberge & Ghisellini \(1999\)](#). l'exemple typique montré ci-dessous est celui d'un blob en expansion dans le jet qui en se refroidissant par rayonnement et par expansion adiabatique va émettre plus longtemps dans les basses fréquences que dans les hautes énergies.

Ces codes évolutifs sont très efficaces pour reproduire des éruptions multi-longueur d'onde, comme on peut le voir en Figure [II.2.14](#), mais avec cependant un nombre de paramètres très impressionnant. Une critique majeure souvent faite à ces modèles est que la variabilité et l'intensité des éruptions est modulée de manière tout à fait ad-hoc à la base

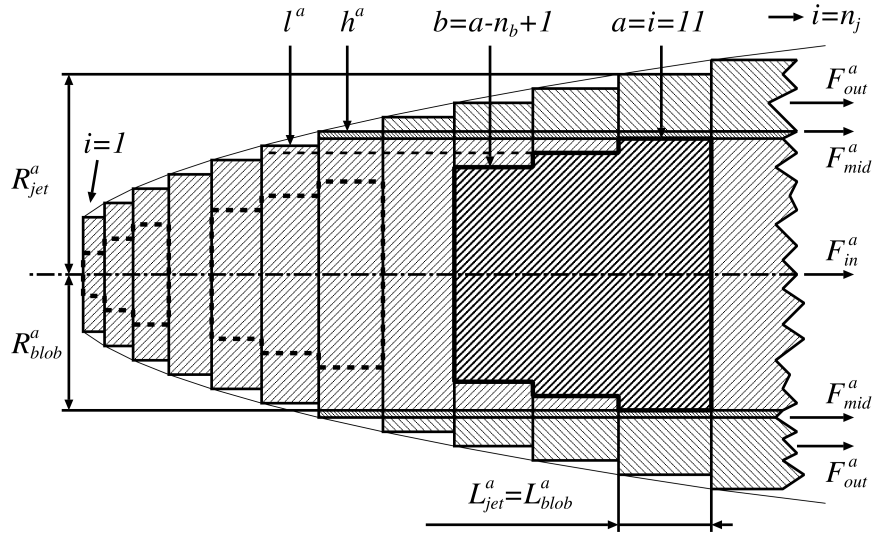


FIGURE II.2.13 – Schéma du scénario "Blob-in-jet" dépendant du temps. Crédits : [Katarzyński et al. \(2003\)](#)

du jet. Ils sont donc adaptés pour étudier le refroidissement des jets mais n'apportent que peu d'informations sur la zone d'accélération en elle-même.

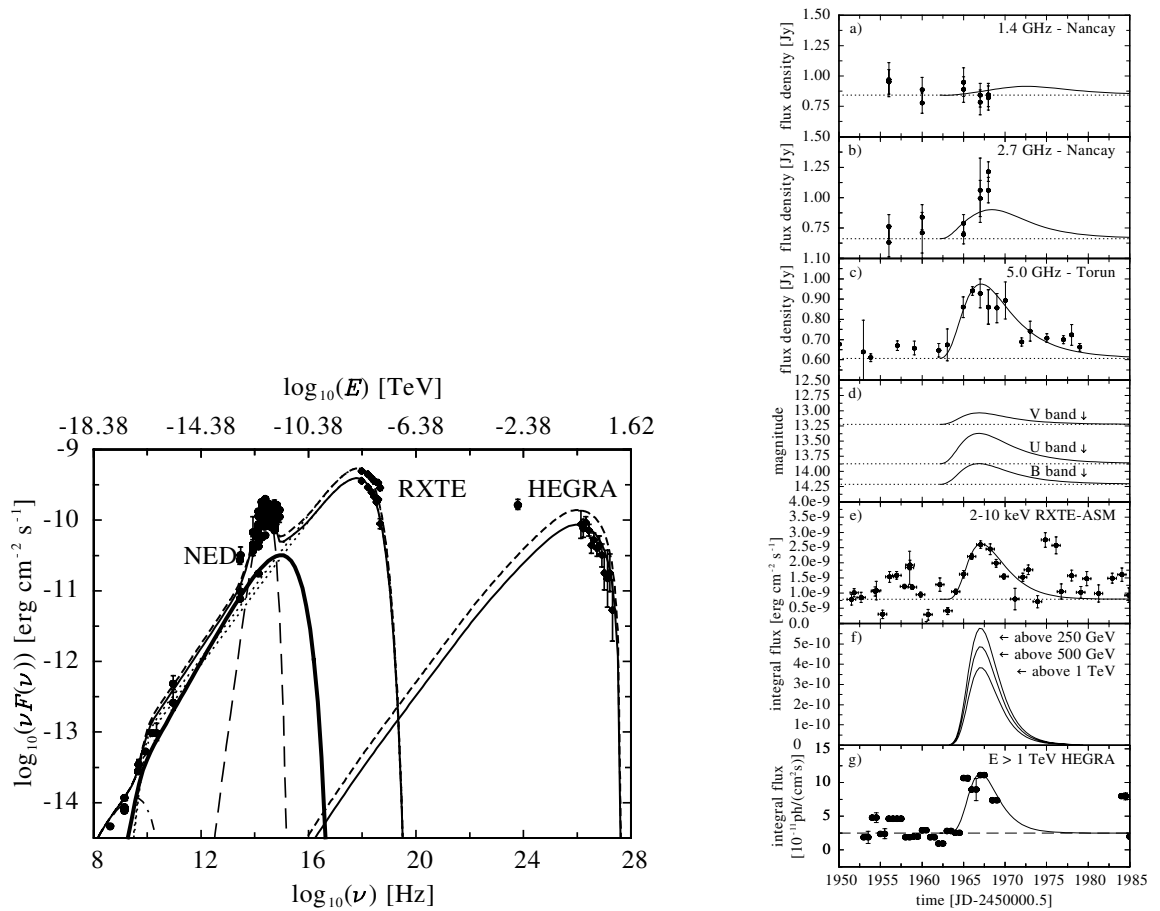


FIGURE II.2.14 – Modélisation de SED et de courbes de lumières de Mrk 421 avec le modèle "Blob-in-jet" dépendant du temps. Crédits : [Katarzyński et al. \(2003\)](#)

II.2.4.2 Effet "Compton-rocket"

J'aborde ici un phénomène très particulier pouvant se produire dans les jets d'AGN remis récemment au goût du jour par [Vuillaume et al. \(2015\)](#). L'effet "Compton-rocket", ou bien l'effet inverse "Compton-drag" est le fait que l'interaction Compton-inverse puisse ralentir ou accélérer le flux du jet suivant la direction du champ de photon cible incident dans le référentiel du flux. Cet effet assez connu dans le milieu a souvent été considéré comme secondaire sur la cinétique des jets ([Ghisellini & Tavecchio 2010](#)).

Le modèle proposé par [Vuillaume et al. \(2015\)](#) propose justement l'inverse, que cet effet soit le moteur principal de la cinétique du flux interne des jets, composé de paires e^+e^- . Dans ce scénario le facteur de Lorentz du flux de particules non-thermiques est imposé par les champs de radiation du disque, du tore et de la BLR. Ce modèle à donc l'avantage d'être auto-consistant, le jet évoluant "de lui-même" suivant les conditions du milieu extérieur.

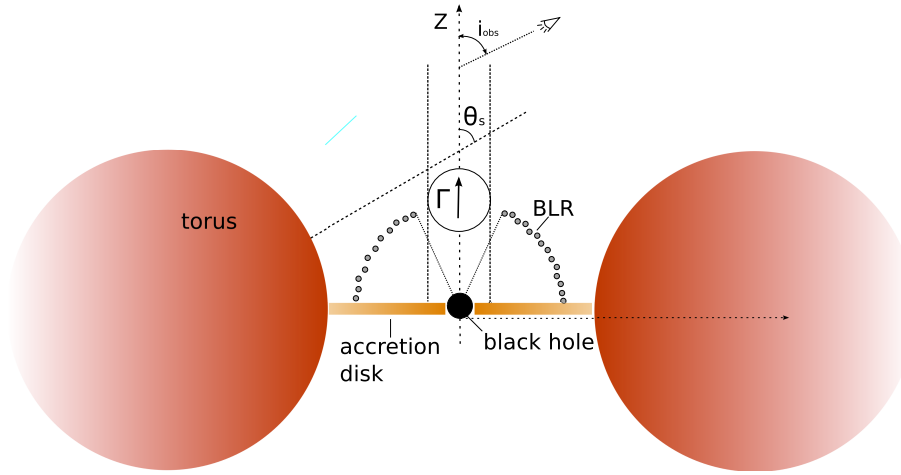


FIGURE II.2.15 – Schéma du modèle de propagation par "Compton-rocket". Crédits : [Vuillaume et al. \(2015\)](#)

La plus grande qualité semble aussi être la plus grande faiblesse de ce modèle car dépendant extrêmement des conditions extérieures de géométries et de flux des zones (disque-tore-BLR), celles-ci doivent être très précisément contraintes. Or les observables de ces zones sont justement peu contraignantes. De plus ce modèle nécessite un fort rayonnement de disque pour avoir un grand facteur de Lorentz, ce qui semble incompatible avec notre connaissance des HBLs ayant un faible disque d'accrétion et un très grand facteur de Lorentz.

L'application de ce modèle sur des FSRQs pourrait cependant remettre en question certains paradigmes établis concernant la propagation des jets.

II.2.5 MODÈLES SEMI-MHD

Les modèles les plus perfectionnés et complexes du domaines sont de type semi-MHD. C'est à dire que contrairement aux autres modèles présentés précédemment, ceux ci

"créent" le spectre d'énergie des particules non-thermiques via des approximations MHD de chocs ou de reconnexion magnétique. L'idée est d'être le plus réaliste possible en maîtrisant tout le processus de propagation des particules dans le jet de leur accélération à leur refroidissement par rayonnement ou adiabatiques.

Nous avons par exemple le modèle "mini-jets-in-jet" (Giannios 2011; 2013) simulant une accélération par reconnexions magnétiques (voir Figure II.2.16), ayant l'avantage de pouvoir reproduire des éruptions très violentes et rapides, difficiles à atteindre avec d'autres scénarios.

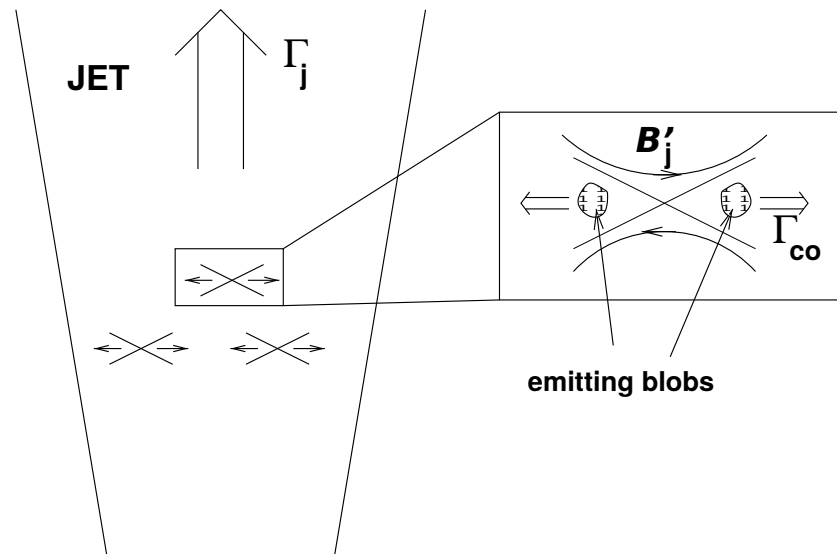


FIGURE II.2.16 – Schéma du modèle "mini-jets-in-jet". Crédits : Giannios (2011)

Des modèles complexes de chocs sont aussi actuellement en concurrence avec celui développé par Marscher (2014) modélisant un choc stationnaire de type "choc en diamant" avec disque de Mach basé sur des comportements fluides de jets (voir Figure II.2.17), et celui de Joshi & Böttcher (2011), récemment amélioré par Chen et al. (2015), faisant cette fois-ci son accélération de particules dans un choc frontal (voir Figure II.2.18).

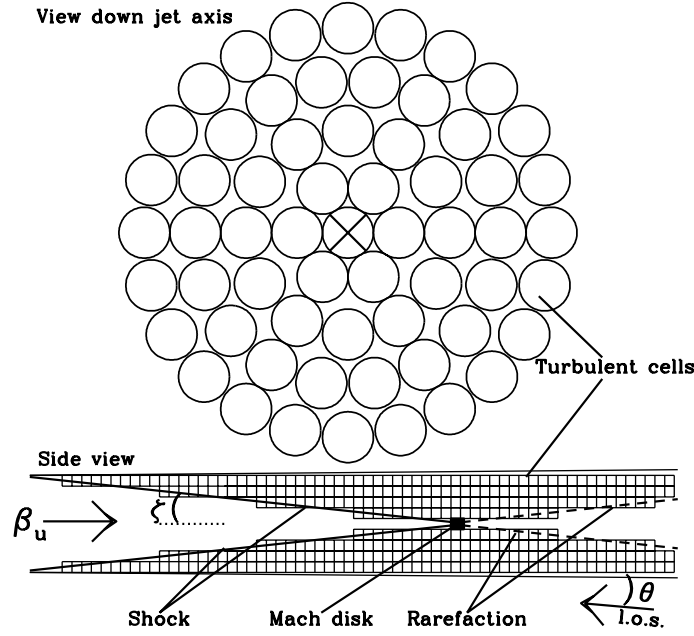


FIGURE II.2.17 – Schéma du modèle de choc stationnaire en diamant. Crédits : [Marscher \(2014\)](#)

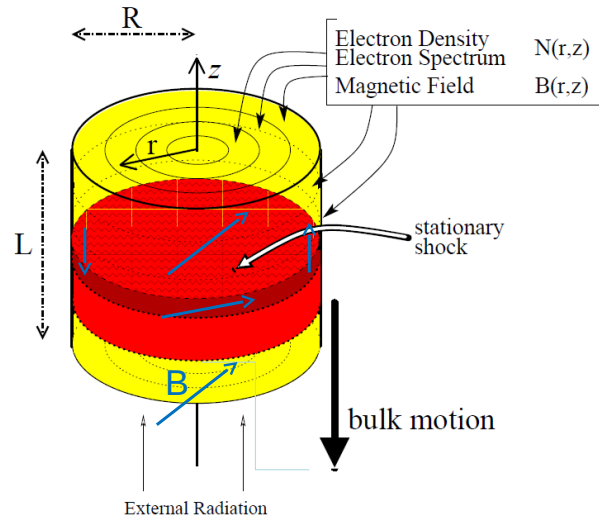


FIGURE II.2.18 – Schéma de la zone d'accélération par choc frontal. Crédits : Böttcher, krakow jet meeting 2015

Dans les deux cas ces modèles permettent de reproduire des **SEDs** avec des variabilités complexes ainsi que des variabilités de polarisation, comme on peut le voir en Figure II.2.19. Il semble que les modèles d'émissions arrivent progressivement dans l'ère des simulations de grande échelle nécessitant des outils informatiques performants. Toutefois, de par leur complexité ils sont difficilement vérifiables par la communauté.

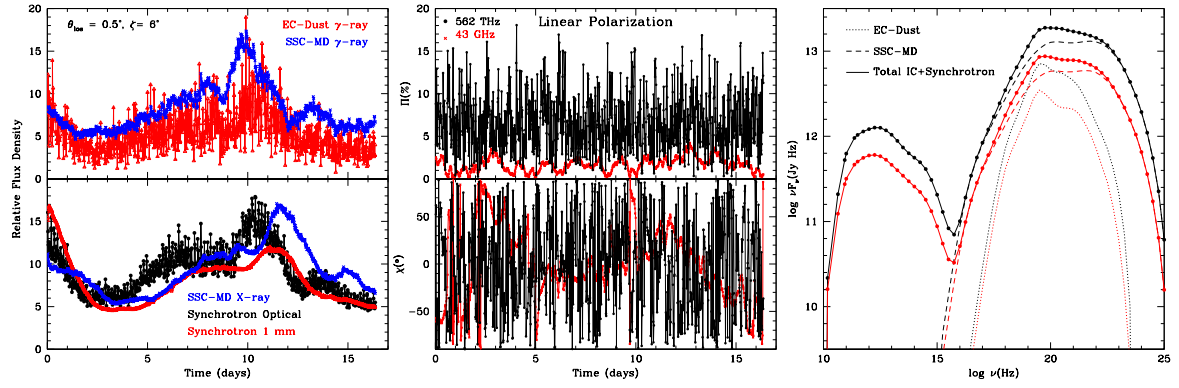


FIGURE II.2.19 – Modélisation de courbe de lumière par le modèle TEMZ de choc turbulent. Crédits : [Marscher \(2014\)](#)

Le code `Bjet` a été développé dans le cadre de la modélisation des **LBLs** et **IBLs** vu au TeV, et plus précisément pour le cas spécifique du **LBL** Ap Librae dont la modélisation de la **SED** ne pouvait pas être satisfaite par un code **SSC** leptonique standard.

Dans les sources où l'émission du jet étendu est relativement élevée par rapport à celle associée au blob de haute énergie, il devient nécessaire d'étudier l'interaction entre ces deux composantes. On considère que si le blob se situe dans un environnement radiatif important caractérisé par la base du jet étendu, il doit se produire un effet non négligeable de comptonisation inverse externe des particules du blob. Un effet d'autant plus important si le blob se déplace à une vitesse relativiste dans le référentiel du jet. Le but initial du code `Bjet` a donc été de vérifier si cet effet pouvait être responsable de l'émission **VHE** du blazar Ap Librae.

Ce code est basé sur la combinaison de deux modèles d'émissions **SSC** stationnaires présentés dans [Katarzyński et al. \(2001\)](#), comprenant un modèle classique de blob **SSC** relativiste ainsi qu'un jet conique émettant lui aussi en **SSC** représentant la base du jet étendu des **AGN RL**.

Afin de représenter au mieux la complexité de la structure radiative des **AGN RL**, le code `Bjet` prend en compte l'émission du disque d'accrétion et sa diffusion par la zone **BLR** sur le blob avec l'effet inverse Compton associé. Il permet aussi d'étudier l'émission des **AGN** avec un grand angle de visée via un transfert de rayonnement adapté.

II.3.1 MODÈLE LEPTONIQUE DU BLOB DE HAUTE ÉNERGIE

On suppose une boule de plasma composé de paires e^\pm se déplaçant à vitesse relativiste dans le jet. La distribution énergétique stationnaire des e^\pm est représentée par une loi de puissance brisée. Cette brisure rend compte du refroidissement par émission synchrotron du blob. Ce refroidissement étant plus efficace pour les particules de hautes énergies, on estime une énergie seuil γ_b à partir de laquelle le temps de refroidissement de ces particules est plus court que leur temps d'injection. La pente de distribution énergétique est donc plus forte pour $\gamma = E/mc^2 > \gamma_b$.

La distribution énergétique des e^\pm est par conséquent de la forme :

$$N_e(\gamma) = \begin{cases} K_1 \gamma^{-n_1}, & \gamma_{min} \leq \gamma \leq \gamma_b \\ K_2 \gamma^{-n_2}, & \gamma_b \leq \gamma \leq \gamma_{max} \end{cases} \quad (3.1)$$

avec K_1 le facteur de densité, et $K_2 = K_1 \gamma_b^{n_2 - n_1}$. $K_1 = N_e(\gamma)$ lorsque $\gamma = \gamma_{min} = 1$. Les quatre paramètres libres de cette expression sont K_1 , γ_{min} , γ_b et γ_{max} .

Le fait que γ_{min} soit un paramètre libre est justifié dans le cas d'une accélération de particules de type Fermi I (voir Section II.1.1.1). En effet les particules subissant l'accélération par chocs sont celles ayant déjà une énergie supérieure à l'énergie thermique du flux ($\gamma = 1$), il est donc probable dans ce cas qu'un important écart se produise entre l'énergie maximale de la population froide et celle minimale de la population non thermique accélérée.

Le transfert radiatif dans le blob est basé sur les résultats de Gould (1979). On ne revient pas ici sur la description radiative de la zone compacte SSC, une approche complète du transfert radiatif SSC dans une sphère peut aussi être trouvée dans Marscher (1977), Band & Grindlay (1985), Bloom & Marscher (1996). On utilise une intensité synchrotron dans le référentiel du blob [$\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{sterad}^{-1}.\text{Hz}^{-1}$] de la forme :

$$I'_s(\nu'_s) = \frac{j'_s(\nu'_s)}{k'(\nu'_s)} \left(1 - \frac{2}{\tau^2} [1 - \exp^{-\tau}(\tau + 1)] \right) \quad (3.2)$$

où $j'_s(\nu'_s)$ et $k'(\nu'_s)$ sont respectivement les coefficient synchrotron d'émission et d'absorption, τ est l'épaisseur optique dans le blob le long de la ligne de visée.

Le blob se déplaçant à une vitesse relativiste, on prend en compte l'effet de l'amplification Doppler sur la radiation émise. Ceci correspond à une transformation d'intensité le long de la ligne de visée $I(\nu) = \delta^3 I'(\nu')$ avec $\nu = \delta \nu'$ et δ le facteur Doppler.

Dans le référentiel de l'observateur, le flux observés du blob est donc :

$$F(\nu_{obs}) = \pi \frac{R^2}{D_l^2} \delta^3 (1 + z) I'(\nu') \quad (3.3)$$

en prenant

$$\nu_{obs} = \frac{\delta}{1 + z} \nu' \quad (3.4)$$

avec D_l la distance luminosité, R le rayon du blob et z le décalage vers le rouge.

II.3.2 RADIATION DU DISQUE D'ACCRÉTION ET INTERACTION BLOB-BLR

Le rayonnement du disque d'accrétion est approximé par un corps noir sans extension et isotrope à la base du jet dont les paramètres libres sont la température et la luminosité. Cette approximation est satisfaisante pour la majorité des AGN RL où le "big blue bump" ¹ contribue très majoritairement à l'émission totale du disque. L'émission du disque est de la forme :

$$L_{disque}(\nu, T, L_{bol}) = L_{bol} \frac{2\pi h \nu^3}{k_B T^4 c^2} \left(e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1 \right)^{-1}, \quad (3.5)$$

1. Composante radiative dans la gamme visible-UV des SEDs due au rayonnement thermique du disque d'accrétion

avec T la température du disque, L_{bol} sa luminosité bolométrique et k_B la constante de Boltzmann.

Dans le cas où la présence d'une couronne interne du disque rayonnant en X est évidente, on ajoute une option dans le code permettant de la prendre en compte. Pour simuler cette radiation on utilise l'approximation de [Ghisellini & Tavecchio \(2009\)](#) qui ajoute au rayonnement de corps noir une loi de puissance avec coupure exponentielle pour les hautes énergies.

$$L_{couronne}(\nu) = L_X \nu^{-\alpha_X} \exp\left(-\frac{\nu}{E_c}\right), \quad (3.6)$$

avec L_X la luminosité en rayons- X totale de la couronne fixée à $L_X = 0.3L_d$, α_X la pente spectrale en rayons- X de la couronne fixée à $\alpha_X = 1$, et E_c la coupure à haute énergie du flux de la couronne fixée à 150 keV (3.63×10^{19} Hz). Tous ces paramètres sont fixés à des valeurs se rapprochant le plus des standards estimés des couronnes de disques des **AGN RL**. Ces paramètres peuvent être bien sûr modifiés suivant la source observée s'ils sont contraints par des observations.

Les effets des particules du blob sur le champ de radiation du disque via Compton-inverse sont négligeables. Le déplacement relativiste du blob dans la direction opposée au disque fait que ce champ de radiation est extrêmement atténué et décalé vers le rouge dans le référentiel du blob. Cependant il est communément admis que la zone d'émission caractérisée par le blob peut se trouver à l'intérieur ou très proche de la **BLR** ($\lesssim 1pc$ du trou noir). En considérant que la **BLR** diffuse le rayonnement du disque de manière isotrope, le blob peut donc se trouver dans un champ de radiation externe important dont l'interaction via Compton-inverse est à prendre en compte. On reprend une interprétation de l'intensité de radiation de la **BLR** par [Inoue & Takahara \(1996\)](#),

$$I_{BLR}(\nu, T, L_{bol}) = \tau_{BLR} \frac{L_{disque}(\nu, T, L_{bol}) + L_{couronne}(\nu)}{4\pi R_{BLR}^2}, \quad (3.7)$$

avec τ_{BLR} un facteur de diffusion isotrope du rayonnement du disque et R_{BLR} la distance de la **BLR** au disque. Dans ce modèle simple on approxime la **BLR** à une coquille sphérique autour du disque.

En supposant le blob à l'intérieur du champ isotrope de la **BLR**, l'intensité de ce champ dans le référentiel du blob est de la forme,

$$I'_{BLR}(\nu') = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega \delta_{blob}^3 I_{BLR} = \Gamma'_{blob} I_{BLR}(\nu), \quad (3.8)$$

en prenant $\nu' = \Gamma_{blob}\nu$.

On ajoute au code la possibilité de radiation d'un tore de poussière. Celui-ci est simulé exactement de la même façon que le disque sans couronne, avec la prise en compte d'un champ externe de radiation par diffusion de la **BLR** pouvant provoquer du rayonnement Compton-inverse par interaction avec le blob. De même que celle de la couronne du disque, cette radiation est à prendre en compte seulement dans le cas d'une preuve

observationnelle forte d'un excès thermique en infrarouge afin de ne pas sous-contraindre la modélisation.

II.3.3 MODÈLE LEPTONIQUE DU JET

Dans notre modèle on prend en compte l'émission SSC d'un jet étendu stratifié basé sur celui développé par Katarzyński et al. (2001). On suppose un mécanisme d'accélération bien plus faible que celui des particules du blob et un temps de refroidissement par rayonnement grand devant celui guidé par une expansion adiabatique. Ceci nous permet de réduire le nombre de paramètres libres du spectre d'énergie des particules pour chaque tranche du jet que l'on décrit par une loi de puissance simple avec une énergie minimale fixée à $\gamma_{min,jet} = 1$. On fait l'approximation d'une pente de distribution des particules restant constante pour toutes les tranches du jet.

II.3.3.1 Structure du jet

Le jet est composé de tranches cylindriques mises bout-à-bout dont l'épaisseur évolue de manière logarithmique et dont le rayon évolue en fonction d'un demi-angle d'ouverture prédéfini α (voir Figure II.3.1).

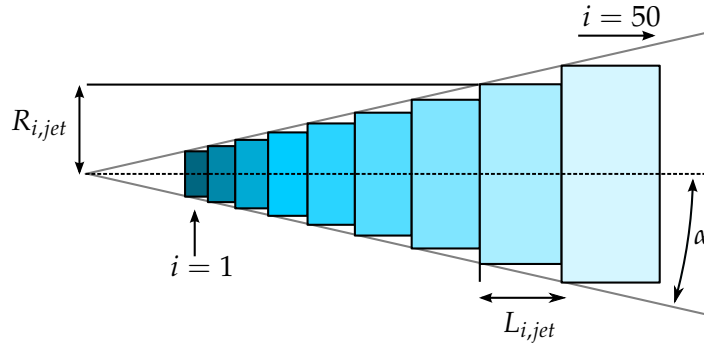


FIGURE II.3.1 – Géométrie du jet. Le jet est divisé en 50 tranches i d'épaisseur $L_{i,jet}$ et de rayon $R_{i,jet}$ évoluant selon le demi-angle d'ouverture α . Le dégradé de bleu représente la décroissance de densité et de champ magnétique le long du jet.

Seule la première tranche $i = 1$ et son évolution sont paramétrés dans le jet. Les autres tranches sont déduites de ces paramètres initiaux. L'évolution de la densité de particule dans chaque tranche $N_{i,jet}$ est conditionnée par le régime adiabatique,

$$N_{i,jet} = N_{1,jet} \left(\frac{R_{1,jet}}{R_{i,jet}} \right)^2. \quad (3.9)$$

En considérant une expansion libre du jet, on peut approximer la vitesse d'expansion $d(R_{i,jet})/dt$ par la vitesse d'Alfvén et ainsi déduire l'intensité du champ magnétique pour chaque tranche,

$$B_{i,jet} = \sqrt{4\pi N_{i,jet} m_e} \left(\beta_{jet} \frac{R_{i,jet}}{D_{i,jet}} \right) \quad (3.10)$$

avec $D_{i,jet}$ la distance d'une tranche i au trou noir.

Le jet étant de forme conique, la vitesse d'expansion se déduit simplement,

$$\frac{d(R_{i,jet})}{dt} = \beta_{jet} \tan \alpha = \beta_{jet} \frac{R_{i,jet}}{D_{i,jet}} \quad (3.11)$$

avec β_{jet} la vitesse des tranches le long du jet supposée constante.

On peut donc écrire

$$B_{i,jet} = B_{1,jet} \frac{D_{1,jet}}{D_{i,jet}}. \quad (3.12)$$

On retrouve la variation de champ magnétique communément utilisée pour un champ longitudinal, en accord avec les observation **VLBI** des jets radio de [O'Sullivan & Gabuzda \(2010\)](#).

II.3.3.2 Rayonnement du jet

Les coefficients d'émission et d'absorption sont calculés pour chaque tranche. En première approximation, pour l'étude du blazar Ap Librae, le transfert radiatif est de type plans-parallèles dans la direction de propagation du jet. On considère cette approximation valide pour des petits angles θ avec la ligne de visée ($\theta < 1/\Gamma_{jet}$). L'intensité de radiation dans chaque tranche est

$$I_{i,jet}(\nu) = \frac{j_{i,jet}(\nu)}{k_{i,jet}(\nu)} [1 - \exp(-\tau_{i,jet}(\nu))] , \quad (3.13)$$

où $\tau_{i,jet}(\nu) = L_{i,jet} k_{i,jet}(\nu)$ est l'épaisseur optique, $j_{i,jet}(\nu)$ et $k_{i,jet}(\nu)$ sont respectivement les coefficient d'émission et d'absorption.

L'absorption par production de paires est aussi prise en compte suivant la différence de géométrie.

II.3.4 INTERACTION DE RAYONNEMENT BLOB-JET

De manière à ce que le modèle soit cohérent il faut prendre en compte les interactions entre les différentes composantes. Quatre zones de radiations distinctes peuvent être en interaction : le blob, le jet, le disque et la **BLR**, ce qui permet 16 interactions de premier ordre entre composants avec de multiples interactions d'ordres plus élevés. Je commence d'abord par présenter les postulats de base qui régissent les limites du modèle et qui permettent de s'affranchir d'un certain nombre d'interactions.

- Les particules du blob et du jet sont en déplacement relativiste dans le sens de propagation du jet :
Le champ de radiation du disque est fortement décalé vers le rouge dans les référentiels du blob et du jet, le rayonnement Compton-inverse associé est donc négligeable.

- La densité de particules de haute énergie du blob est très supérieure à celle du jet :
L'effet Compton-inverse du jet sur la radiation du blob est donc négligeable devant celui du blob sur la radiation du jet.
- Le rayon du blob est très inférieur à celui du jet :
L'absorption de rayonnement du jet par le blob est considérée comme négligeable.
- Le blob se situe dans la **BLR** :
En prenant en compte les précédents postulats, l'effet Compton-inverse du jet sur la radiation de la **BLR** est négligeable comparé à l'effet de cette interaction pour le blob.
- La **BLR** est optiquement transparente :
On néglige donc les effets d'absorption de la **BLR**.

Je discute maintenant des interactions entre le blob et le jet qui sont prises en compte.

II.3.4.1 Absorption du rayonnement du blob par le jet

L'absorption de la radiation du blob par le jet se fait suivant le coefficient d'absorption des particules $k_{i,jet}(\nu)$ et l'épaisseur optique par création de paire $\tau_{\gamma\gamma,i,jet}(\epsilon_c)$. Le fait original à prendre en compte est que le blob se déplace à une vitesse relativiste dans le référentiel du jet, qui est lui-même en déplacement relativiste dans le référentiel de la source. Il est donc important de se placer dans le référentiel adéquat avant chaque interaction de rayonnement.

Dans le référentiel de la source on pose $V_{blob} > V_{jet}$. Suivant la loi de transformation des vitesses on peut déterminer la vitesse apparente du blob dans le référentiel du jet β_b^{jet} par

$$c\beta_b^{jet} = \frac{V_b - V_{jet}}{1 - \frac{V_b V_{jet}}{c^2}}, \quad (3.14)$$

et ainsi déduire le facteur de Lorentz

$$\Gamma_b^{jet} = \frac{1}{\sqrt{1 - (\beta_b^{jet})^2}}, \quad (3.15)$$

et le facteur Doppler

$$\delta_b^{jet} = \frac{1}{\Gamma_b^{jet} (1 - \beta_b^{jet} \cos \theta)}. \quad (3.16)$$

Dans le référentiel du jet, la partie du jet en aval de la propagation du blob reçoit de sa part une radiation décalée vers le bleu dont l'intensité le long de la ligne de visée vaut $I_b^{jet}(\nu_b^{jet}) = \delta^3 I_b(\nu_b)$ avec $\nu_b^{jet} = \delta \nu_b$. Ce champ de radiation est ensuite absorbé sur toutes les tranches de jet entre le blob et l'observateur. L'épaisseur absorbante de la tranche qui contient le blob est pondérée suivant la position du blob dans cette tranche.

L'intensité du blob dans le référentiel de l'observateur s'écrit

$$I_{obs}(\nu_{obs}) = \left[I_b^{jet}(\nu_b^{jet}) - I_{b,abs}^{jet}(\nu_b^{jet}) \right] \left(\frac{\delta_b}{\delta_b^{jet}} \right)^3 (1+z)^{-1}, \quad (3.17)$$

avec

$$\nu_{obs} = \nu_b^{jet} \frac{\delta_b}{\delta_b^{jet}} (1+z)^{-1}. \quad (3.18)$$

Le terme $I_{b,abs}^{jet}(\nu_b^{jet})$ représente l'intensité absorbée du blob du fait de son interaction avec le jet.

II.3.4.2 Effet Compton-inverse des particules du blob sur le champ de radiation du jet

Le rayon du blob étant très inférieur à celui du jet, il se trouve que le blob est baigné dans le champ de radiation du jet. Le blob se situant dans la base du jet, là où l'émission du jet est la plus forte, on fait l'approximation d'un champ de radiation du jet isotrope à l'endroit du blob. Afin d'estimer l'intensité de ce champ de radiation on effectue la somme de deux intensités résultantes de deux transferts de rayonnement : un de la base du jet à l'endroit du blob et un autre de l'extrémité en aval du jet jusqu'au blob, en sens inverse du sens de propagation du jet (voir Figure II.3.2).

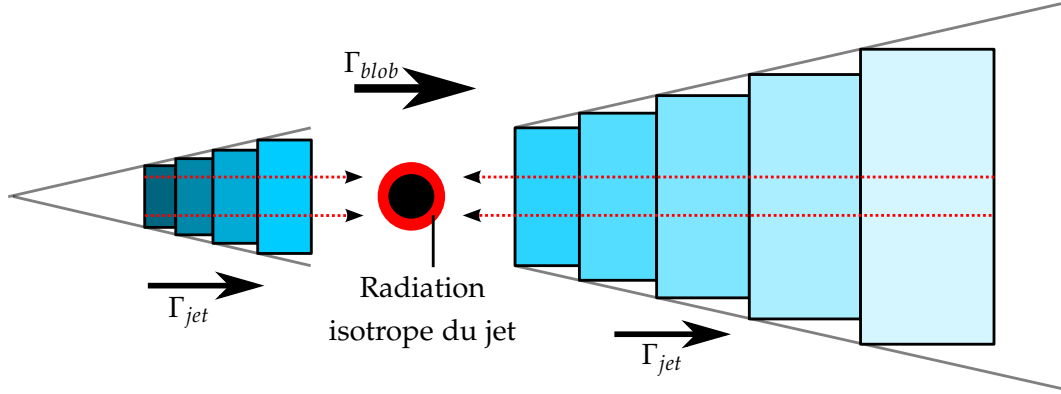


FIGURE II.3.2 – Schéma du champ de radiation du jet à l'endroit du blob tel qu'il est estimé dans le code *Bjet*. On suppose un champ isotrope somme des intensités provenant de chaque parties du jet, devant et derrière le blob.

L'intensité de radiation du jet dans le référentiel du blob peut donc se formuler de la même manière que pour l'équation 3.8,

$$I_{jet}^b(\nu_{jet}^b) = \Gamma_{jet}^b I_{jet}(\nu_{jet}), \quad (3.19)$$

avec

$$\nu_{jet}^b = \Gamma_{jet}^b \nu_{jet}. \quad (3.20)$$

Bien entendu la radiation Compton-inverse émise par les particules du blob sur ce champ sera ensuite absorbée par le jet, de la même façon que toutes les composantes radiatives émises par le blob, comme exprimé en Section II.3.4.1.

II.3.5 ADAPTATION AUX GRANDS ANGLES DE VISÉE

J'aborde ici une optimisation du code `Bjet` permettant une modélisation des sources sans contraintes sur l'angle de visée. Cette optimisation est actuellement en cours d'intégration dans le code.

Un des problème récurrent des modèles `SSC` à une zone est l'inefficacité de produire une radiation observée de haute énergie pour des jets présentant un angle important avec la ligne de visée ($\theta \gtrsim 10^\circ$) dû à la forte diminution de l'amplification Doppler avec l'angle. L'intensité observée $I_{obs}(\nu_{obs})$ présente une dépendance angulaire très importante pour des vitesses relativistes,

$$I_{obs}(\nu_{obs}) \propto (1 - \beta \cos \theta)^{-3}. \quad (3.21)$$

De manière à étudier les limites du modèle `Bjet` sur cette question des grands angles de visée et d'être plus réaliste sur la modélisation radiative des jets, on développe significativement le transfert radiatif nécessaire pour sortir de l'approximation des petits angles. Ce développement n'est pas pris en compte dans l'étude du blazar Ap Librae, dont l'angle d'observation déduit de la source est suffisamment faible pour rester en approximation aux petits angles.

II.3.5.1 Aberration relativiste

Le phénomène d'aberration relativiste doit absolument être pris en compte lors du transfert radiatif dans un référentiel en déplacement relativiste par rapport à l'observateur. Je rappelle la formule d'aberration décrite dans l'introduction du manuscrit,

$$\cos \theta'_{source} = \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cos \theta}. \quad (3.22)$$

Le transfert radiatif dans le référentiel du jet se fait suivant un angle θ'_{source} différent de l'angle de visée dans le référentiel de l'observateur θ . Le blob de symétrie sphérique présentant une répartition homogène et isotrope de particule n'est pas concerné par ce changement angulaire, l'intensité radiative est constante sur toute la surface du blob donc indépendante de l'angle de propagation. Ce n'est pas le cas du jet stratifié.

II.3.5.2 Absorption du rayonnement du blob par le jet

Avant de parvenir jusqu'à l'observateur, le rayonnement du blob traverse une certaine épaisseur absorbante du jet. Cette épaisseur est dépendante de l'angle de visée dans le référentiel du jet tel qu'exprimé dans l'équation 3.22. Il se trouve que lorsque l'angle de visée θ est supérieur à $1/\Gamma_{jet}$ avec $\beta_{jet} \simeq 1$, l'angle θ'_{jet} est supérieur à 90° et donc le transfert radiatif se fait dans une direction contraire à la direction de propagation du jet (voir Figure II.3.3).

Soit D_{sort} la distance à la base du jet où la radiation du blob sort du jet. L'absorption de la radiation du blob par le jet est donc effectué jusqu'à cette distance que l'on peut

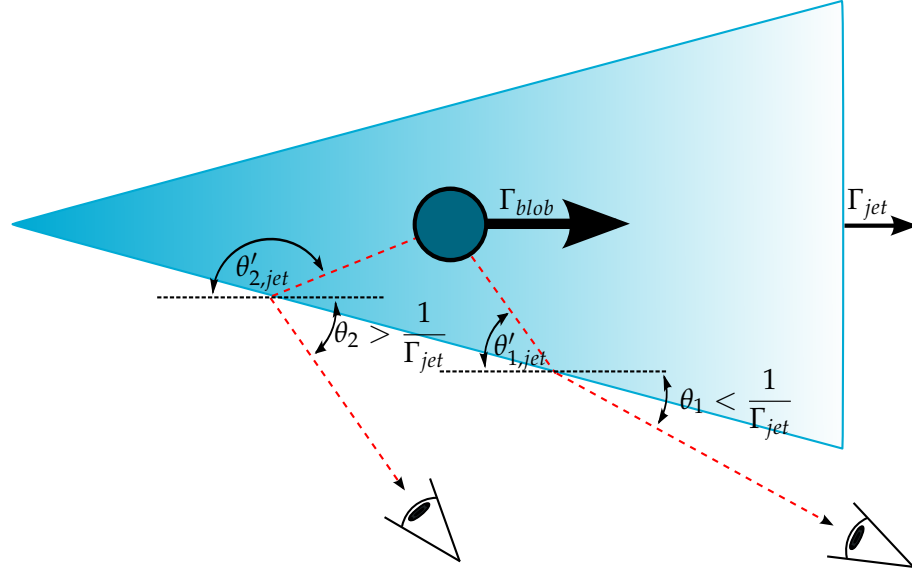


FIGURE II.3.3 – Schéma représentant le transfert radiatif du blob dans le jet pour deux angles d'observations θ_1 et θ_2 respectivement inférieur et supérieur à $1/\Gamma_{jet}$ et leur angles correspondant dans le référentiel du jet $\theta'_{1,jet}$ et $\theta'_{2,jet}$. Les échelles angulaires ne sont pas respectées.

exprimer ainsi,

$$D_{sort} = \frac{R_{jet}(D_{blob}) \cos(\theta'_{jet}) \cos(\phi)}{\sin(\theta'_{jet} - \phi)} + \frac{R_{jet}(D_{blob})}{\tan \phi}, \quad (3.23)$$

avec $R_{jet}(D_{blob})$ le rayon du jet à l'endroit du centre du blob et ϕ le demi-angle d'ouverture du jet.

Une absorption de rayonnement de type plans-parallèles est effectuée sur chaque tranche du jet jusqu'au point de sortie situé à D_{sort} .

II.3.5.3 Transfert radiatif du jet stratifié

On effectue un transfert de rayonnement le long du jet en considérant pour chaque tranche sa surface non couverte par le rayonnement des tranches précédentes en direction de l'observateur. En approximation aux petits angles de visées, cette surface S_i pour une tranche i correspond à une couronne d'expression,

$$S_i = \pi(R_i^2 - R_{i-1}^2). \quad (3.24)$$

L'intensité totale du jet correspond ainsi à la somme de ces intensités de surfaces subissant un transfert de rayonnement le long du jet, dont on présente un schéma en Figure II.3.4.

Lorsqu'on considère de plus grands angles de visée le transfert de rayonnement est plus complexe. Ce transfert à l'intérieur d'une tranche cylindrique n'est pas isotrope. L'intensité de surface de la base d'une tranche est estimée par transfert en plans-parallèles comme pour l'approximation des petits angles, alors que l'intensité de surface latérale du cylindre est estimée par transfert sphérique. L'intensité prise en compte lors des changement de référentiels jusqu'à l'observateur correspond à la somme des intensités projetées

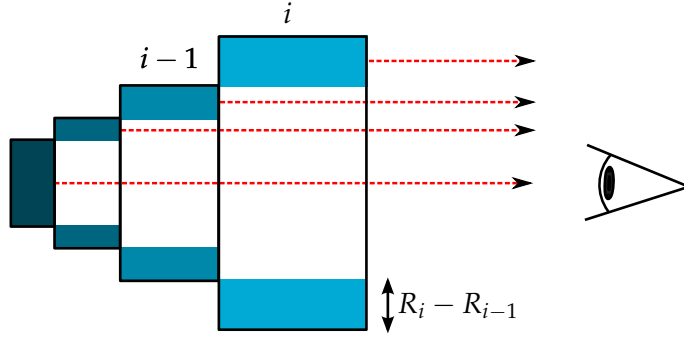


FIGURE II.3.4 – Schéma du transfert de rayonnement dans le jet stratifié tel qu'il est pris en compte en approximation des petits angles. Ce transfert n'est représenté que dans la partie supérieure du jet par souci de clarté.

sur un plan perpendiculaire à l'angle de visée θ'_{jet} dans le référentiel du jet. L'expression de cette intensité en fonction de l'angle θ'_{jet} est exprimée comme ceci,

$$I_{cyl}(\theta'_{jet}) = |\cos(\theta'_{jet})| \pi R^2 I_{base} + \sin(\theta'_{jet}) 2Rh I_{lat}, \quad (3.25)$$

avec h la hauteur du cylindre, I_{base} et I_{lat} les intensités respectives par unité de surface sur les bases et sur la surface latérale du cylindre. La valeur absolue du cosinus permet d'utiliser cette expression pour des angles $\theta'_{jet} > 90^\circ$. Pour $\theta'_{jet} = 0^\circ$ seule la radiation de la base parvient à l'observateur alors que pour $\theta'_{jet} = 90^\circ$ seule la radiation latérale est prise en compte.

L'épaisseur de jet traversé par la radiation de chaque tranche est définie de la même manière que pour le blob en section II.3.4.1, on effectue le transfert de rayonnement sur chaque tranche jusqu'au point de sortie du jet D_{sort} . Lorsqu'on calcule l'émission totale du jet on prend en compte ce transfert de rayonnement provenant de chaque tranche, appliqué à la portion de la tranche considérée non recouvert par le transfert de rayonnement provenant des tranches précédentes. Cette portion de tranche correspond à la surface d'exclusion du recouvrement de la projection de deux tranches $i-1$ et i sur le plan perpendiculaire à θ'_{jet} dans le référentiel du jet tel que représenté en Figure II.3.5.

On présente ici le calcul permettant de définir les surfaces de recouvrement entre différentes tranches du jet.

La base de la tranche i projetée correspond à une ellipse de demi-grand axe R_i et de demi-petit axe $R_i \cos \theta'_{jet}$. Je pose le point Y_{int} le point d'intersection entre cette ellipse avec la surface projetée de la tranche $i-1$. La distance D_{aY} entre Y_{int} et le grand axe de l'ellipse peut être déduit grâce aux formules de paramétrisation cartésienne d'une ellipse. Soit x et y les coordonnées d'un point de l'ellipse par rapport à son centre,

$$x = a \cos t \quad (3.26)$$

$$y = b \sin t \quad (3.27)$$

avec a et b respectivement le demi-grand axe et demi-petit axe de l'ellipse, et t l'angle du point (x, y) avec l'axe a .

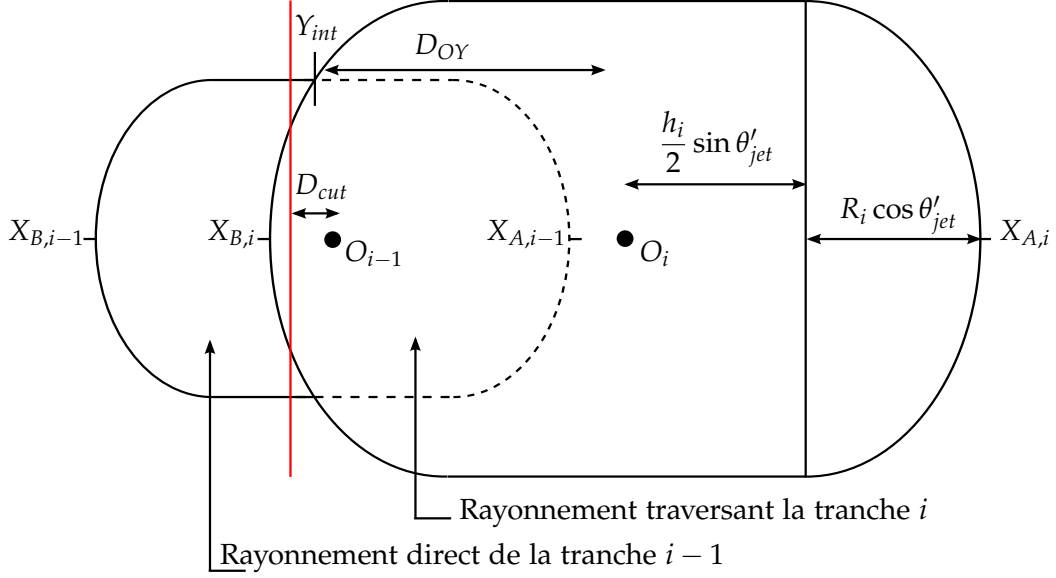


FIGURE II.3.5 – Superposition de deux tranches $i-1$ et i dans le plan de projection perpendiculaire à θ'_{jet} . La ligne rouge délimite la surface projetée de la tranche $i-1$ considérée pour un transfert de rayonnement au travers de la tranche i .

Dans notre cas $a = R_i$ et $b = R_i \cos \theta'_{jet}$. Pour le point Y_{int} on a $x = R_{i-1}$, donc

$$t = \arccos \left(\frac{R_{i-1}}{R_i} \right). \quad (3.28)$$

Nous pouvons ainsi déduire la distance D_{aY} ,

$$D_{aY} = y = R_i \cos \theta'_{jet} \sin \left(\arccos \left(\frac{R_{i-1}}{R_i} \right) \right). \quad (3.29)$$

Grâce à cette expression j'exprime la distance D_{OY} montré en figure II.3.5 de cette manière,

$$\begin{aligned} D_{OY} &= D_{Oa} + D_{aY} \\ &= \frac{h_i}{2} \sin \theta'_{jet} + R_i \cos \theta'_{jet} \sin \left(\arccos \left(\frac{R_{i-1}}{R_i} \right) \right). \end{aligned} \quad (3.30)$$

Par souci de simplicité on approxime la limite de recouvrement entre les deux tranches projetées $i-1$ et i par une droite, avec D_{cut} la distance entre le centre O_{i-1} et cette droite. On pose,

$$\begin{aligned} D_{cut} &= \frac{[O_{i-1}, X_{B,i}] + [O_{i-1}, Y_{int}]}{2} \\ &= \frac{1}{2} ([O_i, X_{B,i}] + D_{OY} - 2[O_i, O_{i-1}]) \\ &= \frac{\sin \theta'_{jet}}{2} \left[\frac{R_i}{\tan \theta'_{jet}} \left(1 + \sin \left(\arccos \left(\frac{R_{i-1}}{R_i} \right) \right) \right) - h_{i-1} \right] \end{aligned} \quad (3.31)$$

Ayant la formulation de D_{cut} , nous pouvons maintenant estimer la surface libre S_l et celle recouverte par la tranche suivante S_r . On présente ici les cas où la délimitation

est à gauche de O_{i-1} . On distingue trois cas antisymétriques par rapports à O_{i-1} , c'est à dire que pour une délimitation à droite de O_{i-1} il suffit d'intervertir S_l et S_r dans les expressions ci-dessous. Soit $S_{tot,i}$ la surface totale projetée d'une tranche i ,

$$S_{tot,i} = \pi R_i^2 \cos \theta'_{jet} + R_i h_i \sin \theta'_{jet}. \quad (3.32)$$

— $D_{cut} \geq [O_{i-1}, X_{B,i-1}]$

La surface projetée de la tranche $i-1$ est entièrement incluse dans celle de la tranche suivante.

$$S_{l,i-1} = 0 \quad (3.33)$$

$$S_{r,i-1} = S_{tot,i-1} \quad (3.34)$$

— $D_{cut} > [O_{i-1}, a_{i-1}]$

Seule une portion la surface d'une demi-ellipse issu de la projection de la tranche $i-1$ n'est pas recouverte par la tranche suivante. Pour résoudre ce cas on utilise les formules d'intégration de surface de l'ellipse. Soit $X_{cut} = D_{cut} - [O_{i-1}, a_{i-1}]$.

$$\begin{aligned} S_{l,i-1} &= \frac{\pi}{2} R_{i-1}^2 \cos \theta'_{jet} - 2 \int_0^{X_{cut}} R_{i-1} \cos \left(\arcsin \left(\frac{x}{R_{i-1} \cos \theta'_{jet}} \right) \right) dx \\ &= \frac{\pi}{2} R_{i-1}^2 \cos \theta'_{jet} \\ &\quad - R_{i-1} \left[X_{cut} \sqrt{1 - \frac{X_{cut}^2}{(R_{i-1} \cos \theta'_{jet})^2}} + R_{i-1} \cos \theta'_{jet} \arcsin \left(\frac{X_{cut}}{R_{i-1} \cos \theta'_{jet}} \right) \right] \\ S_{r,i-1} &= S_{tot,i-1} - S_{l,i-1} \end{aligned} \quad (3.35)$$

— $D_{cut} \in [O_{i-1}, a_{i-1}]$

La surface d'une demi-ellipse additionnée d'une portion rectangulaire de la tranche $i-1$ n'est pas recouverte par la tranche suivante.

$$S_{l,i-1} = \frac{\pi}{2} R_{i-1}^2 \cos \theta'_{jet} + D_{cut} R_{i-1} \quad (3.36)$$

$$S_{r,i-1} = S_{tot,i-1} - S_{l,i-1} \quad (3.37)$$

Ce développement nous permet ainsi d'adapter l'équation 3.24 pour les grands angles de visée. La surface d'une tranche projetée i non-recouverte par le transfert de rayonnement provenant des tranches précédentes est de la forme,

$$S_i = S_{tot,i} - S_{r,i-1}. \quad (3.38)$$

La surface de rayonnement direct $S_{d,i}$ d'une tranche i est alors,

$$S_{d,i} = S_i - S_{r,i} + S_{r,i\pm 1}, \quad (3.39)$$

avec $S_{r,i\pm 1}$ la surface de recouvrement de la tranche $i-1$ par la tranche $i+1$. Ce terme est facilement calculable en remplaçant l'indice i par $i+1$ dans l'équation 3.31. Ces différentes surfaces sont illustrées en Figure II.3.6.

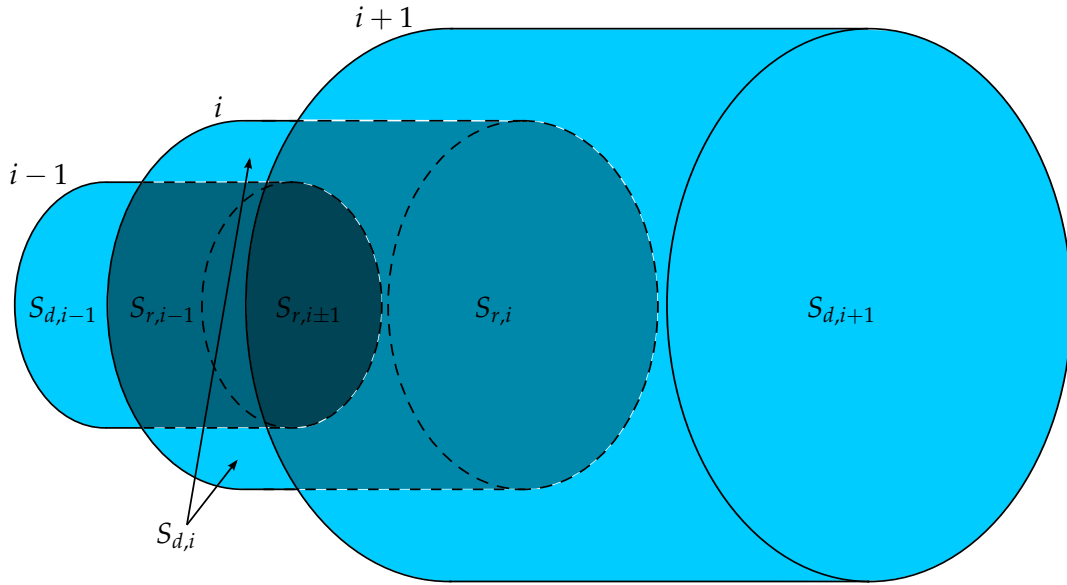


FIGURE II.3.6 – Représentation des différentes surfaces rayonnantes à prendre en compte lorsque le jet stratifié est observé sous un grand angle.

II.3.5.4 Considérations sur les angles de visées

L'angle d'ouverture du jet est caractérisé par l'expansion du plasma de particules au cours de sa propagation, signifiant de fait que si l'angle de visée est inférieur au demi-angle d'ouverture du jet ($\theta \leq \phi$), une partie de ce jet sera en propagation le long de la ligne de visée. Cet effet a été étudié par [Lenain et al. \(2008\)](#) qui en a déduit que la portion se propageant le long de la ligne de visée domine largement la luminosité globale de la source.

Afin de prendre en compte cet effet on suppose que le facteur Doppler du jet ne diminue pas tant que $\theta \leq \phi$. Dans le cas où $\theta > \phi$, le facteur Doppler pris en compte sera $\delta_j = \delta(\theta - \phi)$.

III

Etude des blazars intermédiaires

LIMITES DE LA DICHOTOMIE DES BLAZARS

La notion de dichotomie des blazars pour qualifier d'une part les **FSRQs** et d'autre part les **BL Lacs** ne se retrouve pas couramment dans les articles. Historiquement on parle plutôt de dichotomie des jets radios entre **FR I** et **FR II**. Cependant, depuis la mise en place de schémas d'unification des **AGN** (Urry & Padovani 1995), cette dichotomie de jets radio a pu être liée à des processus d'émission dans les blazars caractérisant d'une part les **BL Lacs** et d'autre les **FSRQs**. Les avancées concernant la modélisation des **SEDs** ont permis de quantifier les puissances du système disque-jet et ainsi de contraindre l'efficacité d'accrétion. Par ailleurs, l'étude des mécanismes d'accrétion nous a ouvert à un éventail de disques de différentes géométries, densités, températures et rayonnements en lien avec leur efficacité d'accrétion.

Un scénario global de dichotomie a émergé de ces différentes approches liant **FR I-BL Lac**-Disque **ADAF** (pour Advection Dominated Accretion Flow) (classe I) d'une part et **FR II-FSRQ**-Disque **fin standard** (Shakura & Sunyaev 1973)(classe II) d'autre part, lié à la puissance développée par le noyau, très forte pour la classe II et beaucoup plus faible pour la classe I. Nous pouvons nous référer aux articles de Celotti & Ghisellini (2008), Meyer et al. (2011), Ghisellini et al. (2011) qui abordent ce sujet.

Il s'avère cependant que les frontières entre les classes I et II sont poreuses, certains blazars présentent des caractéristiques hybrides entre ces classes, ou bien semblent changer de classification suivant leur activité. Je présente certaines de ces caractéristiques qui questionnent le scénario de dichotomie des blazars.

III.1.1 JETS RADIO

Les difficultés de classification des jets radio sont bien expliquées par Kharb et al. (2010) qui ont étudié un échantillon de 135 **AGN RL** observés en **VLBI** par **MOJAVE**. Ils remarquent une population de sources ayant une luminosité radio des jets étendus indéfinie entre **FR I** et **FR II** qu'ils nomment sobrement **FR I/II**, que je représente en Figure **III.1.1**. Un de leur résultat est aussi que les **BL Lacs** ne constituent pas une population homogène, mais sont réparties entre **FR I** et **FR II**, contrairement aux quasars qui sont sous-représentés dans la classe **FR I**.

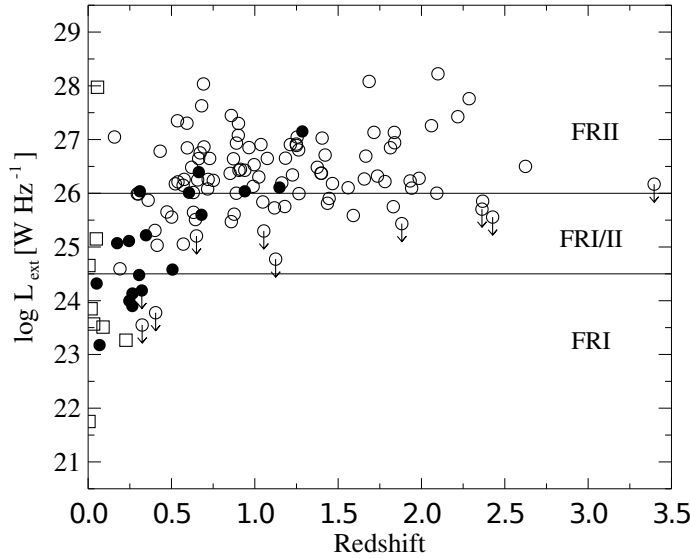


FIGURE III.1.1 – Luminosité étendue à 1.4 GHz suivant le décalage vers le rouge. Les cercles vides et pleins représentent respectivement les quasars et *BL Lacs*, les carrés représentent les radio-galaxies. Les sources compactes sont représentées par des limites supérieures. Crédits : *Kharb et al. (2010)*.

Il se trouve que certaines radio-galaxies présentent une morphologie hybride avec d'un côté un jet de type **FR I** et de l'autre un jet de type **FR II** (voir Figure III.1.2), elles représentent actuellement de 6 à 8% des sources **MOJAVE**. Ces objets sont qualifiés de "**Hymor**"¹ et sont actuellement très mal compris. Une première suggestion était de supposer qu'un environnement asymétrique autour de la source est responsable de cette différence de morphologie, mais jusqu'à présent aucune observation n'étaye cette théorie.

III.1.2 CLASSES SPECTRALES

On oppose usuellement **BL Lacs** et **FSRQs** dans la classification spectrale des blazars. La délimitation entre ces deux classes strictement basée sur la largeur des raies d'émissions observées en visible semble de plus en plus discutable au vu des sources n'ayant pas ces raies d'émissions mais avec une **SED** semblable à un **FSRQ**. Les deux régimes extrêmes des blazars sont les **HBLs** d'une part et les **FSRQs** d'autre part, entre les deux nous avons les sources classifiées **IBLs** ou **LBLs** dont on ne sait pas exactement si ce sont des cas de transitions entre les deux régimes, ou bien s'ils représentent une classe homogène avec leur propre cinématique de jet et leurs propres processus d'émission.

Certaines de ces sources semblent aussi changer de classe au moment de leur éruption comme par exemple le **IBL** VER J0521+211 dont le changement de pente et de flux en X au maximum de son activité l'emmène un court instant dans la catégorie des **HBLs**, comme on peut le voir en Figure III.1.3.

Les **IBLs** et **LBLs** ne sont pas censés être observés en **VHE**. La basse fréquence de leur pic synchrotron ainsi que la relativement faible émission de leur disque d'accrétion

1. "Hymor" est simplement la contraction de "hybrid-morphology"

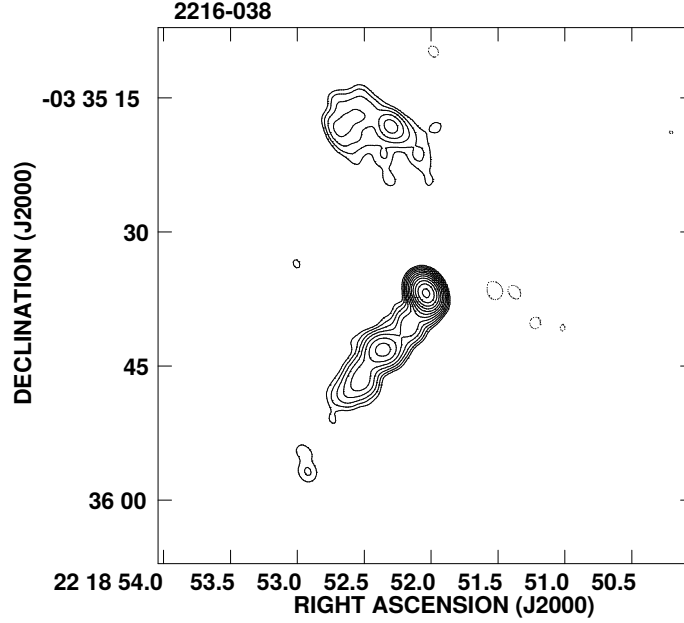


FIGURE III.1.2 – Observation de la source *Hymor* 2216-038 observée par le *VLA* à 1.4 GHz. On remarque la signature d’un jet de type *FR II* dans la partie supérieure de l’image et celle d’un jet *FR I* dans la partie inférieure. Crédits : *Cooper et al. (2007)*.

devraient les empêcher d’atteindre ces énergies extrêmes. La détection de certaines de ces sources émettant fortement en *VHE* nous oblige à repenser le scénario d’émission en allant au delà du modèle *SSC* à une zone usuellement utilisé. Actuellement huit de ces sources sont observées au TeV que je référence dans la Table III.1.1.

TABLE III.1.1 – *IBLs* et *LBLs* détectés en *VHE*, tels que référencées dans le catalogue *TeVCat*.

Nom	Classe spectrale	décalage vers le rouge
3C 66A	IBL	0.41
Ap Librae	LBL	0.049
BL Lacertae	IBL	0.069
MAGIC J2001+435	IBL	Inconnu
S3 1227+25	IBL	0.135
S5 0716+714	IBL	0.31
VER J0521+211	IBL	0.108
W Comae	IBL	0.102

Mis à part VER J0521+211 dont la modélisation présentée en Figure III.1.3 est peu contrainte par les observations, toutes les autres sources modélisées ont nécessité des scénarios à plusieurs zones d’émission pour décrire l’émission *VHE* : soit par mécanisme Compton-inverse sur des photons diffusés par la *BLR* provenant du disque d’accrétion pour 3C 66A (*Joshi & Böttcher 2007*) et BL Lacertae (*Ravasio et al. 2002*), ou provenant du tore de poussière pour W Comae (*Acciari et al. 2009*) ou les deux possibilités pour

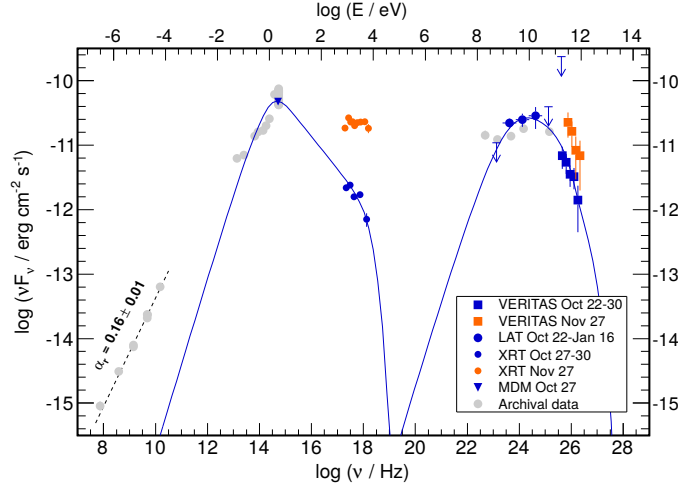


FIGURE III.1.3 – Observation multi- λ du blazar VER J0521+211 lors d’une éruption le 27 Novembre 2009 (Archambault et al. 2013). La SED présente un type de HBL en état haut alors qu’elle est recensée en IBL en état bas. Crédits : Archambault et al. (2013)

S5 0716+714 (Liao et al. 2014) ou bien même un autre scénario avec plusieurs zones SSC dans le jet pour BL Lacertae (Raiteri et al. 2010).

L’état de l’art sur ces sources est donc très diversifié, sans schéma global apparent. C’est pourquoi je tente dans les chapitres suivants de définir les contours des mécanismes de ces blazars intermédiaires, en étudiant tout d’abord en profondeur le LBL Ap Librae, puis en développant l’étude sur une population de blazars.

LE BLAZAR AP LIBRAE

III.2.1 HISTORIQUE

Ap Librae est comme son nom l'indique, dans la constellation de la Balance¹. Sa découverte est antérieure à la connaissance des AGN, et comme de nombreux autres AGN présentant une variabilité visible à cette époque elle a été classifiée dans la mystérieuse catégorie des étoiles variables (Ashbrook 1942). Bien plus tard la radiosource PKS 1514-241 du radiotélescope de Parkes a été associée à une galaxie elliptique de faible magnitude par Bolton et al. (1965) avant d'être fermement identifiée comme l'émission radio de Ap Lib par Bond (1971), et aussi par Biraud (1971) qui suggéra le premier avec Strittmatter et al. (1972) l'appartenance de la source à la classe BL Lac.

Depuis sa première détection, Ap Lib est connue pour sa grande variabilité en visible. La mesure la plus précise de cette variabilité donne un taux maximum de variation de 0.06 ± 0.01 mag/h dans la bande V (Carini et al. 1991). Une polarisation visible haute de 8.0% a été observée par Stickel et al. (1994), bien que le degré de polarisation présente une grande variabilité, la valeur moyenne reste relativement basse (Andruchow et al. 2005).

La détection de faibles raies d'émission et d'absorption provenant du noyau ont permis d'estimer le décalage vers le rouge de la source à $z = 0.049$ (Disney et al. 1974), qui est confirmé par la version finale du catalogue de décalages vers le rouge "6dF Galaxy Survey" (Jones et al. 2009).

La masse de $10^{8.4 \pm 0.06} M_{\odot}$ du trou noir supermassif a été déduite par méthode de dispersion vélocimétrique des étoiles, de même que celle de la galaxie hôte elliptique de $10^{11.40 \pm 0.03} M_{\odot}$ par Woo et al. (2005). Dans ce même article, Ap Lib, connue en tant que "source sélectionnée en radio" (RBL) (Ciliegi et al. 1993) est classifiée LBL pour la première fois.

Concernant le domaine radio, Ap Lib présente un spectre plutôt plat entre 8.4 et 90 GHz avec une pente spectrale moyenne de $\eta = 0.76$ ($\nu F(\nu) \propto \nu^{\eta}$) (Tornikoski et al. 1993). Une polarisation à la fréquence de 43 GHz a été mesurée par Lister et al. (1998), seule une composante du jet situé à ~ 1 mas du cœur radio présente un taux de polarisation linéaire significatif de 7%, le cœur lui-même ne semble pas polarisé avec une limite supérieure de 0.08%. Dans le même article la morphologie du jet radio est décrite avec une

1. Libra étant le nom latin de cette constellation

direction de $P.A. = 171^\circ$ ² pour une distance au cœur inférieure à 1 mas, puis change de direction pour $P.A. = 157^\circ$ (voir Figure III.2.2). Plus récemment [Lister et al. \(2013\)](#) ont reporté des mesures **VLBI** de la cinématique du flux dans le jet et des propriétés du champ magnétique.

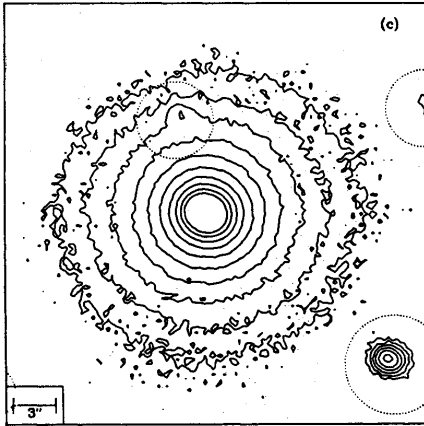


FIGURE III.2.1 – Carte de densité de surface isophote d'Ap Lib pris dans la bande R Kitt-Peak avec le télescope William Herschel. Crédits : [Abraham et al. \(1991\)](#).

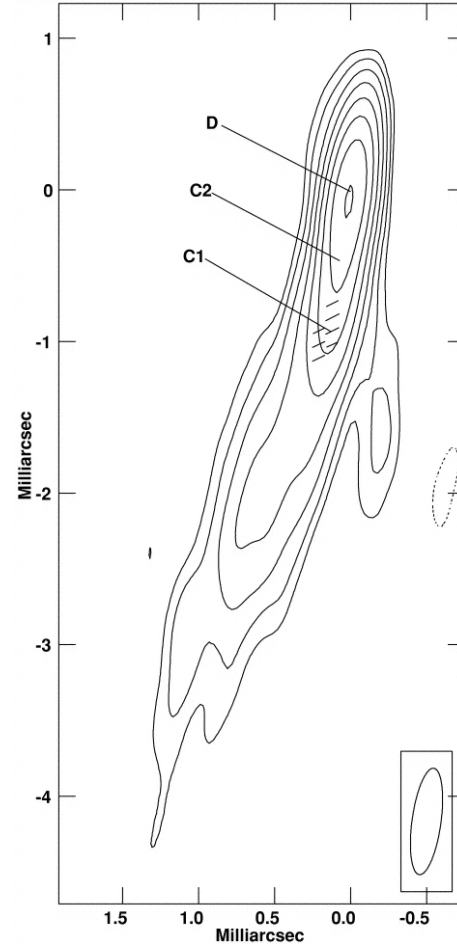


FIGURE III.2.2 – Morphologie radio d'Ap Lib à 43 GHz par le VLBA, avec une superposition des vecteurs électriques de polarisation. Crédits : [Lister et al. \(1998\)](#).

Dans les domaines plus énergétiques, Ap Lib a été détecté en rayons X pour la première fois par le Einstein X-ray Observatory ([Schwartz & Ku 1983](#)). Son émission à plus haute énergie ($E > 100$ MeV) a été détectée bien plus tôt grâce à l'envoi de télescopes par ballons atmosphériques³ ([Frye et al. 1971](#)), mais c'est seulement en 1999 que cette émission gamma lui a été fermement associée avec l'instrument EGRET basé sur le satellite CGRO ([Hartman et al. 1999](#)). En 2010, la collaboration H.E.S.S. reporta la détection de son émission **VHE** ($E > 100$ GeV) ([Hofmann 2010](#)).

En plus d'être actuellement le seul **LBL** observé en **VHE**, une récente observation du

2. P.A. signifie "Position Angle", direction du jet projetée sur le plan du ciel.

3. Je conseille d'ailleurs la lecture de [Dollfus \(1959\)](#) pour les lecteurs intéressés par ce moyen fantasque d'astronomie.

satellite Chandra montre la présence d'une émission forte du jet très étendu (\sim kpc) en rayons X ([Kaufmann et al. 2013](#)), présenté en Figure III.2.3. Ce genre d'émission, rare pour les BL Lacs, renforce le cas unique de cette source.

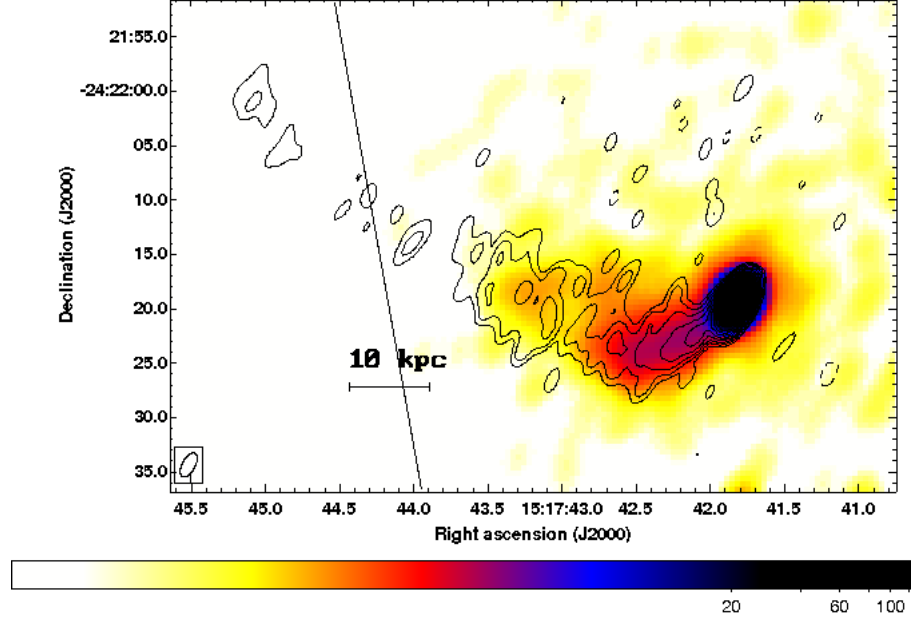


FIGURE III.2.3 – Carte de densité de photons X dans la gamme 0.2 – 8 keV par Chandra ([Kaufmann et al. 2013](#)). Les contours superposés proviennent d'une observation radio par le VLA à 1.36 GHz par [Cassaro et al. \(1999\)](#).

III.2.2 COUVERTURE MULTI-LONGUEUR D'ONDE

III.2.2.1 Données simultanées, quasi-simultanées et non-simultanées

Ap Lib présentant une forte variabilité en visible et n'ayant que peu d'information sur sa variabilité dans d'autres longueurs d'onde (toutefois une légère éruption gamma observée par le télescope spatial Fermi a été récemment identifiée par [H.E.S.S. Collaboration \(2015\)](#)), je décide d'utiliser des données simultanées et/ou quasi simultanées pour une étude cohérente de la source. Le jeu de données multi-longueur d'onde référencé dans l'article de [Giommi et al. \(2012\)](#) est retenu, il inclue des mesures de Planck (du 17-02-2010 au 23-02-2010), Swift-UVOT (les 20-02-2010 et 22-02-2010), Swift-XRT (20-02-2010), et Fermi-LAT (de janvier à mars 2010). Par chance ces données peuvent être enrichies par celles du télescope infra-rouge/mm WISE qui a observé la source de manière quasi-simultanée (du 11-02-2010 au 14-02-2010).

J'utilise les observations de la source par H.E.S.S. du 11-05-2010 au 10-07-2010, les plus proches des données quasi-simultanées, aucune variabilité significative n'ayant été remarquée pour les périodes considérées de H.E.S.S. et Fermi. Pour cette époque, une pente spectrale de $\Gamma = 2.45 \pm 0.20_{stat}$ a été mesurée ([Sanchez et al. 2012](#)).

La forme générale de la **SED** est complétée par des données non-simultanées que je considère peu contraignantes pour la modélisation avec des données radio provenant des archives référencées dans le NED⁴, puis des données X-durs du télescope Swift-BAT référencées sur le site de ASDC⁵. L'échantillon complet de données est présenté en Figure III.2.4.

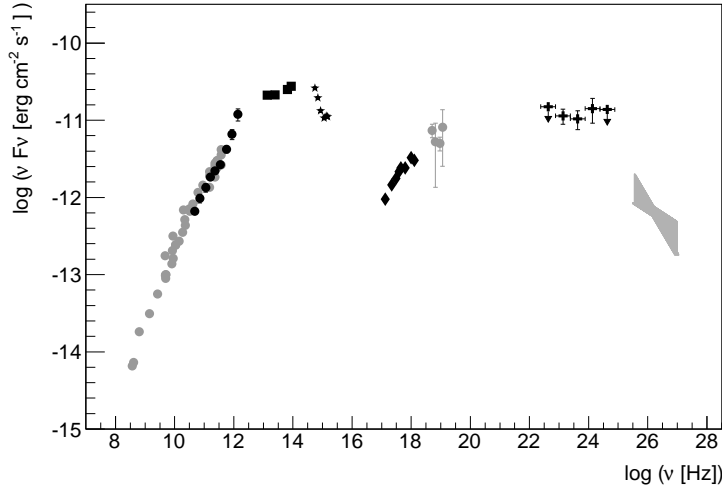


FIGURE III.2.4 – **SED** de *Ap librae*. Les données simultanées et quasi-simultanées sont présentées en noir avec les points : Planck, les carrés : WISE, les étoiles : Swift-UVOT, les losanges : Swift-XRT, et les croix : Fermi-LAT. Les données de H.E.S.S. sont présentées par le papillon gris, les autres points non-simultanés gris sont présentés à but uniquement informatif.

III.2.2.2 Contamination par la galaxie hôte

La galaxie hôte du noyau actif est bien résolue en visible et en proche infrarouge depuis de nombreuses années. Nous en avons un exemple en Figure III.2.1 par (Abraham et al. 1991), nous pouvons aussi citer les articles de Kotilainen et al. (1998), Urry et al. (2000), Pursimo et al. (2002) et Hyvärinen et al. (2007).

Cette émission étant significative, je soustraie l'émission de la galaxie hôte des données UVOT et WISE afin de pouvoir ajuster précisément nos modèles d'émission sur les données non-thermiques.

Ap Lib est propice à la soustraction de cette émission car sa galaxie hôte représente une morphologie quasi-sphérique très appropriée pour l'approximation de Vaucouleurs. De plus les couleurs R-H présentées par Hyvärinen et al. (2007) sont en accord avec les modèles d'évolution de population stellaire prédisant pour les galaxies elliptiques de faible décalage vers le rouge et de métallicité solaire une valeur $R-H \sim 2.4$ pour un âge typique

4. NASA/IPAC Extragalactic Database <http://ned.ipac.caltech.edu/>

5. The ASI Science Data Center <http://www.asdc.asi.it/>

de 13 Gyr (voir par exemple [Fioc & Rocca-Volmerange \(1997\)](#) et [Bruzual & Charlot \(2003\)](#)). Ceci valide donc l'emploi d'un spectre de galaxie elliptique généré par PEGASE 2 ([Fioc & Rocca-Volmerange 1999](#)) pour une galaxie de 13 Gyr et une masse de $10^{11.40 \pm 0.03} M_{\odot}$ au décalage vers le rouge de la source.

Enfin pour estimer la contribution de la galaxie dans chaque bande UVOT et WISE de la SED, on utilise le rayon effectif $r_{eR} = 6.72''$ déduit de la décomposition photométrique du noyau et de l'hôte dans la bande R par [Pursimo et al. \(2002\)](#) que nous pouvons voir en Figure III.2.5. Les résultats de cette contribution sont référencés en Table III.2.1 ; dans la suite de cette étude j'utiliserai uniquement les données soustraites de l'émission de la galaxie hôte.

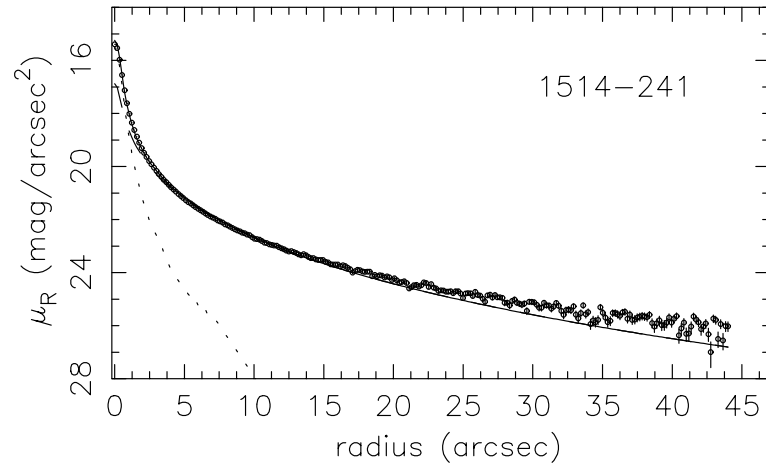


FIGURE III.2.5 – Profil radial d'Ap Lib observé dans la bande R du Nordic Optical Telescope (NOT). Les points représentent le profil observé superposé avec le meilleur ajustement du modèle total, comprenant une PSF pour le noyau (ligne en tirets courts) et le modèle de galaxie de Vaucouleurs (ligne en tirets longs) ([Pursimo et al. 2002](#)).

TABLE III.2.1 – Contamination du signal par l'émission de la galaxie hôte déduite de notre étude dans les bandes de WISE et UVOT.

Wise	Contamination par l'hôte (%)
W4	0.0
W3	2.2
W2	6.85 ± 0.15
W1	18.4 ± 0.4
UVOT	
V	41.2 ± 0.1
B	35.7 ± 0.9
U	15.3 ± 0.7
UVW1	7.35 ± 0.35
UVM2	5.95 ± 0.35
UVW2	6.7 ± 0.3

III.2.3 LIMITES DU SCÉNARIO SSC STANDARD

De précédentes tentatives de modélisation avec un scénario SSC à une zone ont échoué pour décrire l'émission d' Ap Lib (Tavecchio et al. 2010, Sanchez et al. 2012). Sa très large composante de haute énergie s'étendant des X mous aux gamma VHE suggère un scénario plus complexe d'émission. Afin de comprendre les mécanismes radiatifs en jeu dans la source j'étudie les limites du scénario SSC standard.

En supposant un scénario radiatif de pur SSC⁶, nous pouvons à partir de la forme de la SED et de sa variabilité, délimiter un domaine physique du champ magnétique B et du facteur Doppler δ de la zone d'émission. Si la modélisation en pur SSC faillit à décrire la SED dans ce domaine de paramètres, nous pouvons effectivement rejeter ce scénario.

On considère donc dans cette section un scénario classique d'une zone SSC homogène, représentée par un blob de plasma sphérique de rayon R rempli d'une population d'électrons relativistes dans un champ magnétique B homogène et isotrope, se propageant avec un facteur Doppler δ .

Afin de contraindre efficacement les paramètres physiques du modèle je m'appuie sur l'étude de Tavecchio et al. (1998) qui nécessite de déterminer la variabilité de la source ainsi que quelques paramètres de la SED comme les pics des bosses synchrotron et Compton-inverse, et les pentes spectrales avant et après le pic synchrotron. On prend une variabilité t_{var} de 1.3 jours, correspondant à l'extrapolation en temps doublé de la variation en luminosité d'un facteur 1.8 entre le 16 et le 17 mars 1989 (Carini et al. 1991).

On estime la fréquence et la luminosité du pic synchrotron (ν_s, L_s) et Compton-inverse (ν_c, L_c) en interpolant les bosses de basse et haute fréquences par une fonction polynomiale cubique présentée en Figure III.2.6. Grâce à la bonne couverture multi- λ de la bosse synchrotron, le pic est bien déterminé par la fonction interpolante avec une erreur associée négligeable. A l'inverse le pic Compton-inverse est peu contraint par les données disponibles, on considère raisonnablement que la fréquence maximale de ce pic ne dépasse pas le domaine recouvert par Fermi au regard de la chute de luminosité dans le domaine des VHE. Aussi on estime que le pic a une luminosité comprise dans les incertitudes de la plus haute valeur de Fermi avec une marge supplémentaire de 10%. Enfin on considère que la valeur minimale de la fréquence du pic correspond à l'intersection entre sa luminosité minimale et la fonction interpolante (voir Figure III.2.6).

Avant et après le pic synchrotron, le spectre est assez régulier et peut être approximé par une loi de puissance ($F(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$) avec des indices respectifs $\alpha_1 = 0.29$ et $\alpha_2 = 1.58$. Ajoutant la fréquence maximale observée en VHE (ν_γ), la Table III.2.2 résume ces huit contraintes observationnelles.

6. C'est à dire un scénario où l'émission provient seulement d'une zone homogène rayonnant en synchrotron et synchrotron-self-Compton

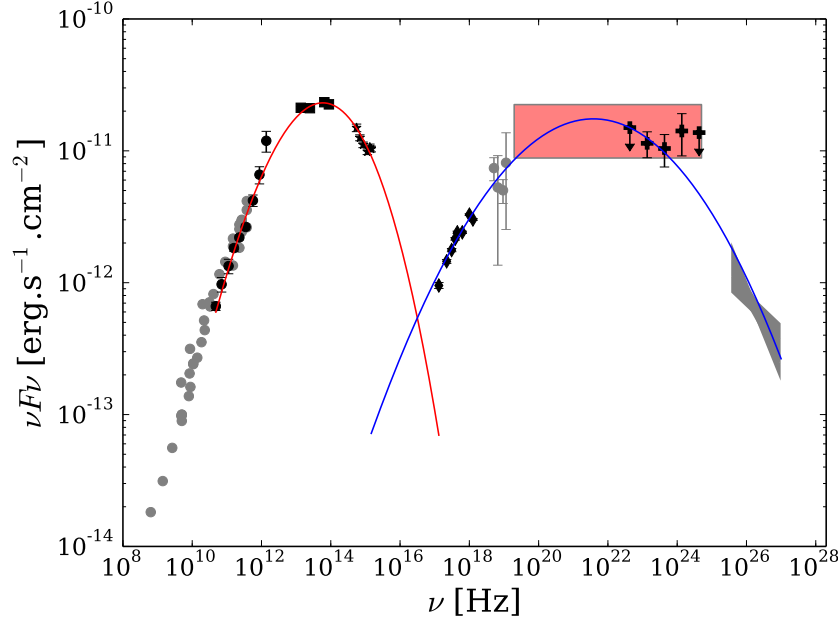


FIGURE III.2.6 – Interpolation de la **SED** d'Ap Lib par deux polynômes de troisième degré, représentant la bosse synchrotron (rouge) et la bosse Compton-inverse (bleue). Le rectangle rouge est la zone d'incertitude sur la position du pic Compton-inverse. Seules les données quasi-simultanées et H.E.S.S. sont utilisées pour l'interpolation.

III.2.3.1 Choix du régime : Thomson ou Klein-Nishina (KN)

Suivant le régime dominant l'émission Compton-inverse de la source (Thomson ou Klein-Nishina), les observables n'induiront pas les mêmes contraintes sur les paramètres du modèle, à luminosité équivalente une source sera bien plus énergétique si ses particules sont dans le régime **KN** que dans le régime Thomson. C'est pourquoi il est nécessaire de déterminer quel régime domine l'émission globale de la source. A partir d'une certaine énergie des électrons et du champ de rayonnement synchrotron dans le référentiel de la source,

$$\gamma_e v'_s \gtrsim \frac{3 m_e c^2}{4 h}, \quad (2.1)$$

l'émission **SSC** se produit dans le régime **KN**. A luminosité constante dans le référentiel de l'observateur, le fait d'augmenter le facteur Doppler du blob entraîne une réduction d'énergie dans son référentiel. Ayant connaissance de cet effet induit nous pouvons déterminer suivant les paramètres de la **SED** quel est le facteur Doppler maximal δ_{KN} pour lequel la zone d'émission reste dominée par le régime **KN**. Cette estimation a été réalisée par Tavecchio et al. (1998) qui l'exprime sous la forme,

$$\delta \leq \delta_{KN} = \left[\frac{v_c v_s}{(3/4)(mc^2/h)^2} \right]^{1/2} g(\alpha_1, \alpha_2)^{-1/2}, \quad (2.2)$$

avec

$$g(\alpha_1, \alpha_2) = \exp \left[\frac{1}{\alpha_1 - 1} + \frac{1}{2(\alpha_2 - \alpha_1)} \right]. \quad (2.3)$$

TABLE III.2.2 – Observables déduites de la SED.

Symbole	Valeur	Unité
L_s	1.25×10^{44}	erg.s^{-1} .
L_c	$[5.1 \times 10^{43}, 1.3 \times 10^{44}]$	erg.s^{-1}
ν_s	5.9×10^{13}	Hz
ν_c	$[2.0 \times 10^{19}, 5.0 \times 10^{24}]$	Hz
ν_γ	4.0×10^{26}	Hz
α_1	0.29	
α_2	1.58	

En tenant compte de l'incertitude sur ν_c , on déduit un facteur Doppler de $\delta < 0.29$ pour se situer dans le régime KN. Nos connaissances sur les blazars nous permettent de rejeter directement un facteur Doppler aussi faible absolument improbable. La zone d'émission est donc fortement dominée par le régime Thomson. De manière générale les sources avec un pic synchrotron à basse fréquence (IBLs, LBLs, FSRQs) sont de très mauvais candidats pour satisfaire le régime KN.

III.2.3.2 Contraintes du domaine $B - \delta$

Grâce aux propriétés du rayonnement SSC dans le régime Thomson nous pouvons contraindre efficacement le domaine de paramètres $B - \delta$. Le détail des équations suivantes se trouve dans Tavecchio et al. (1998).

En admettant que le maximum de luminosité synchrotron est émis par les électrons se situant à la position de la brisure du spectre d'énergie (γ_b), nous avons la relation

$$\gamma_b = \left(\frac{3\nu_c}{4\nu_s} \right)^{1/2}, \quad (2.4)$$

dont nous pouvons déduire la contrainte

$$B\delta = (1+z) \frac{\nu_s^2}{2.8 \times 10^6 \nu_c}. \quad (2.5)$$

D'autre part le ratio de la luminosité de la composante synchrotron et celle de la composante Compton-inverse est directement relié au ratio entre les densités d'énergie de radiation et du champ magnétique dans le repère comobile,

$$\frac{L_c}{L_s} = \frac{U'_{syn}}{U'_b}, \quad (2.6)$$

permettant après quelque algèbre d'obtenir la contrainte

$$B\delta^3 \geq (1+z) \left\{ \frac{2[\nu_s L_s(\nu_s)]^2 f(\alpha_1, \alpha_2)}{c^3 t_{var}^2 \nu_c L_c(\nu_c)} \right\}^{1/2}, \quad (2.7)$$

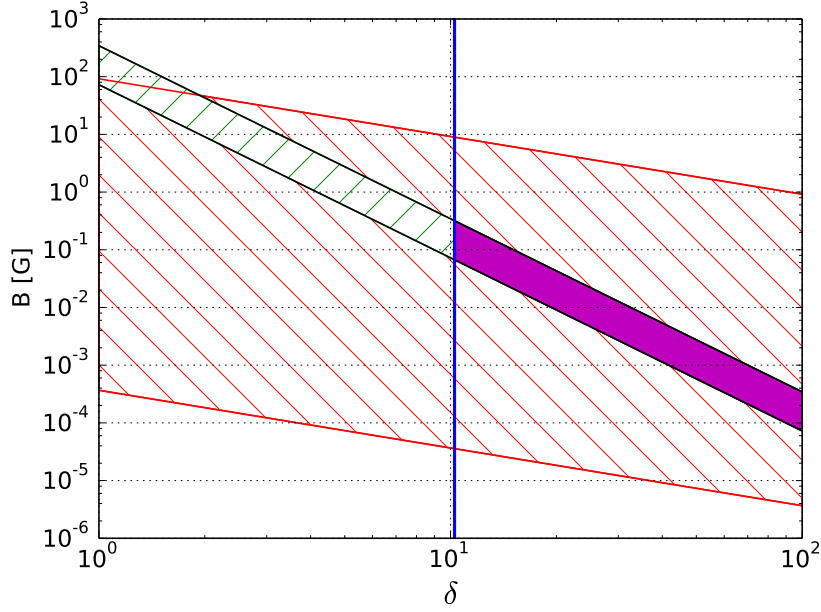


FIGURE III.2.7 – Domaine de paramètres $B - \delta$ suivant plusieurs contraintes du scénario de pur SSC. La bande hachurée rouge satisfait la contrainte sur la fréquence des pics, la bande hachurée verte satisfait celle sur la luminosité des pics et sur la variabilité de la source, la ligne verticale bleue délimite la zone autorisée par la production de paires ($\delta \geq 10.3$). La zone violette correspondant à la superposition des zones précédente est le domaine de paramètres autorisé.

avec

$$f(\alpha_1, \alpha_2) = \frac{1}{1 - \alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2 - 1}. \quad (2.8)$$

Enfin une dernière contrainte provient de l'opacité aux rayons gamma par la production de paires e^\pm que j'exprime sous la forme

$$\delta > \left[\frac{\sigma_T}{5hc^2} d_L^2 (1+z)^{2\alpha_1} \frac{F(\nu_0)}{t_{var}} \right]^{1/(4+2\alpha_1)}, \quad (2.9)$$

avec $\nu_0 = 1.6 \times 10^{40} / \nu_\gamma$ et $F(\nu_0)$ respectivement la fréquence [Hz] et le flux des photons cibles [$\text{erg.cm}^2.\text{s}^{-1}.\text{Hz}^{-1}$], et d_L la distance luminosité [cm].

Le domaine $B - \delta$ résultant de ce jeu de contraintes est représenté en Figure III.2.7. La très large bande hachurée rouge est représentative de l'incertitude sur la fréquence du pic Compton-inverse. Le domaine de paramètres autorisé est tel que $10.3 < \delta < 100$ et $72.5/\delta^3 < B < 344/\delta^3$ en Gauss.

III.2.3.3 Modélisation par un scénario de pur SSC

On présente en Figure III.2.8 un ajustement typique de la SED que l'on peut obtenir avec notre modèle SSC en respectant le domaine $B - \delta$ décrit ci-dessus. Les paramètres du modèle sont donnés en Table III.2.3. On remarque dans l'exercice d'ajustement qu'une contrainte très forte provient de la pente synchrotron très raide après le pic, nécessaire

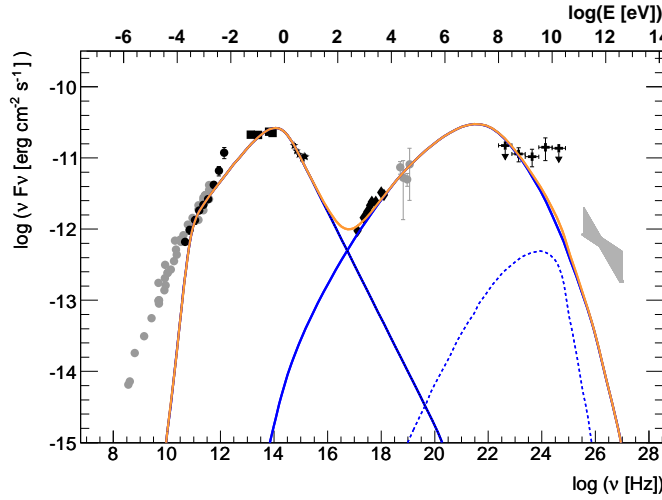


FIGURE III.2.8 – Meilleure tentative de modélisation de la *SED* par un scénario de *pur SSC* avec la contrainte du domaine B- δ . Lignes bleues : émission synchrotron et *SSC*, ligne bleue en tirets : émission *SSC* du second ordre. Les paramètres du modèle sont donnés en Table III.2.3.

pour ne pas surestimer l'émission X autour de 10^{17} Hz. Avec cette forte contrainte il est impossible d'atteindre les *VHE* avec la composante inverse-Compton, et ce quels que soient les paramètres libres considérés, même en tenant compte de la composante *SSC* de deuxième ordre pour laquelle les photons cibles sont ceux émis par l'effet Compton-inverse de premier ordre.

Le scénario de *pur SSC* permet de mettre en avant les caractéristiques spécifique de la *SED*. On observe qu'en plus de l'émission radio à basse fréquence usuellement associée au jet étendu des sources, ce scénario à une zone n'explique pas l'émission *VHE*, l'apparente planéité du spectre Fermi, et un excès dans le domaine millimétrique. Cet excès est identifié dans le spectre de Planck où on remarque un changement de pente dans la gamme radio-mm vers 250 GHz, dont la significativité est confirmée par la valeur élevée du χ^2 réduit d'une loi de puissance ajustée aux données radio dans l'intervalle $[1.12 \times 10^2, 1.37 \times 10^3]$ GHz, $\chi^2_{radio}/dof = 3.7$. Nous remarquons également un désaccord entre les données UV-lointains de UVOT et la forme de la composante synchrotron, avec un excès de luminosité dans les données. Ce type d'excès en UV est usuellement associé à l'émission thermique d'un disque d'accrétion (le "big-blue-bump").

Dans la section suivante je montre donc comment intégrer toutes ces caractéristiques dans un scénario global cohérent d'émission en prenant en compte certains effets négligés par le scénario standard *SSC* mais qui devrait naturellement se produire dans ce genre de source.

TABLE III.2.3 – Paramètres physiques utilisés dans le modèle présenté en Figure III.2.8, cohérent avec les contraintes déduites des observables données en Table III.2.2. θ est l'angle entre la direction de déplacement du blob et la ligne de visée, n_1 et n_2 sont les première et seconde pentes du spectre d'énergie des électrons, R est le rayon de la zone d'émission.

Parameter	Value	Unit
δ	12	—
θ	1.0	deg
K	1.5×10^4	cm^{-3}
n_1	2.0	—
n_2	4.5	—
γ_{min}	30	—
γ_{max}	1.0×10^7	—
γ_{break}	5.5×10^3	—
B	0.1	G
R	1.8×10^{16}	cm

III.2.3.4 Importance du jet étendu

L'idée originale de cette section est de montrer comment et pourquoi la présence d'un jet étendu inhabituellement puissant peut expliquer la forme particulière de la SED.

Après avoir rejeté le scénario SSC à une zone, on se concentre ici sur la pertinence des autres composantes radiatives pouvant jouer un rôle significatif dans les processus d'émission. À l'heure actuelle, l'influence de l'émission du jet étendu est majoritairement négligée ou utilisée comme composante faible dans les études d'émission multi-longueur d'onde des blazars VHE, à l'exception de quelques études où elle est évoquée pour décrire l'aspect du spectre radio à basse fréquence. On suppose communément que sa contribution radiative totale est négligeable comparée à celle du blob de haute énergie, ce qui est historiquement justifié pour les HBLs qui sont clairement dominées par cette émission SSC du blob. Cependant, les observations en rayons-X d'un jet étendu émettant à l'échelle du kpc par Kaufmann et al. (2013) suggèrent que cette estimation n'est plus valable dans le cas d'Ap Lib.

La présence de deux composantes non-thermiques dans la gamme radio-mm déduits d'un changement de pente du spectre à 250 GHz (voir section III.2.3.3) renforce cette vision, avec une composante qui peut être associée au blob et une autre au jet. Avec cette vision, et suivant la forme de la bosse synchrotron, on estime donc le pic synchrotron du blob dans l'intervalle $[1.37 \times 10^3, 1.36 \times 10^4]$ GHz, et celui du jet dans l'intervalle $[8.82 \times 10^4, 5.55 \times 10^5]$ GHz. Nous pouvons donc être en présence d'un cas unique de blazar où le pic synchrotron du jet a une fréquence supérieure à celui du blob.

En présence d'un jet aussi puissant, il devient nécessaire de tenir compte des effets radiatifs induits par l'interaction blob-jet, notamment l'effet Compton-inverse que peuvent produire les particules du blob sur le champ de rayonnement synchrotron intense du jet.

Cette considération m’a amené à développer le code d’interaction blob-jet B_{jet} décrit avec précision dans la Partie II.

La version du code B_{jet} utilisée pour cette étude est sous l’approximation des petits angles de visées. Les développements du code s’affranchissant de cette approximation ont été postérieurs à l’écriture de l’article sur Ap Lib (Hervet et al. 2015). Cependant comme nous verrons par la suite, l’angle d’observation déduit de cette étude est très faible, ne mettant donc pas en défaut cette approximation.

Le modèle B_{jet} contient de nombreux paramètres libres décrivant les différentes composantes radiatives (blob, disque, BLR, jet). De manière à réduire significativement le nombre de ces paramètres, j’utilise des contraintes observationnelles déduites des données VLBI sur la structure et la cinématique du jet tels que présentés dans la section suivante.

III.2.4 CONTRAINTES VIA L’ANALYSE DU JET VLBI

Ayant montré l’influence du blob et du jet dans l’émission d’Ap Lib, il devient essentiel de contraindre les paramètres du modèle autant que possible afin d’obtenir un scénario général multi- λ le plus réaliste qui soit. Pour ceci on utilise les données VLBI publiées par la collaboration MOJAVE (Lister et al. 2013), présentant un suivi radio très précis des composantes du jet d’Ap Lib à 15.4 GHz pendant quatorze ans entre août 1997 et mai 2011. Notre attention se concentre sur les observations faites le 26 décembre 2009, les plus proches des données quasi-simultanées de la campagne d’observation multi- λ de février 2010.

III.2.4.1 Caractéristiques du cœur radio

Le cœur radio d’Ap Lib observé le 26 décembre 2009 présente une forme elliptique avec un grand axe orienté à 341° dans le plan du ciel, et une densité de flux de $\nu F(\nu)_{core} = 1.52 \pm 0.08 \times 10^{-13} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. Cette émission du cœur est fortement associée à l’émission de la zone radio étendue de la SED (voir Figure III.2.9). C’est pourquoi dans ce modèle j’associe cette émission du cœur radio à la base du jet simulé émettant fortement en radio.

En supposant une description conique du jet radio vu aux petits angles, nous pouvons déduire des paramètres du jet simulé via les propriétés du cœur.

On suppose que le petit axe de l’ellipse correspond au rayon maximal de la base du jet simulé ayant la densité de radiation du cœur, soit $R_{core} = 1.4 \pm 0.6 \times 10^{17} \text{ cm}$ ($d_L = 218 \text{ Mpc}$). Ceci signifie donc que nous avons à résoudre le système d’équations suivant,

$$R_{n,jet} = R_{core} \quad \& \quad \sum_{i=1}^n (\nu F_\nu)_{i,jet} = (\nu F_\nu)_{core}, \quad (2.10)$$

avec $\sum_{i=1}^n$ la somme des n tranches du jet simulé correspondant à l’émission du cœur.

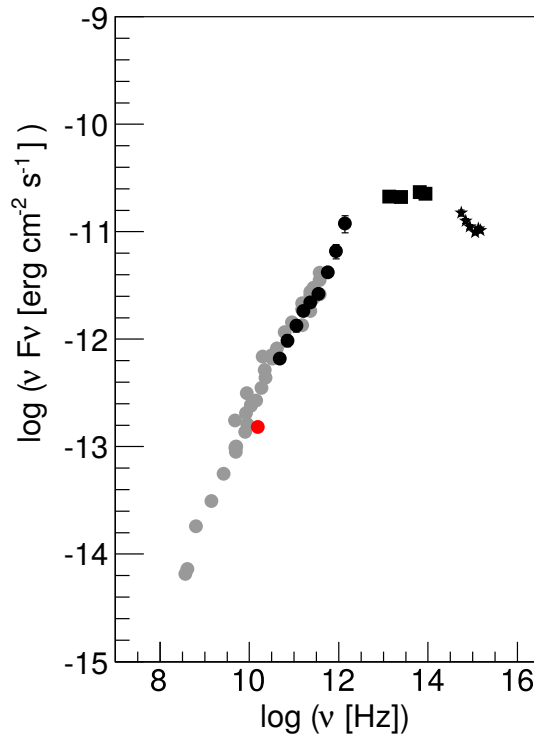


FIGURE III.2.9 – Émission radio du cœur d'Ap Librae (point rouge) sur la *SED* à basse énergie de la source.

La solution de cette équation est fortement modèle-dépendante, pour trouver le nombre approprié n de tranches composant le cœur, on ajuste les paramètres du jet simulé en prenant en compte les contraintes de modélisations données par la forme de la *SED*.

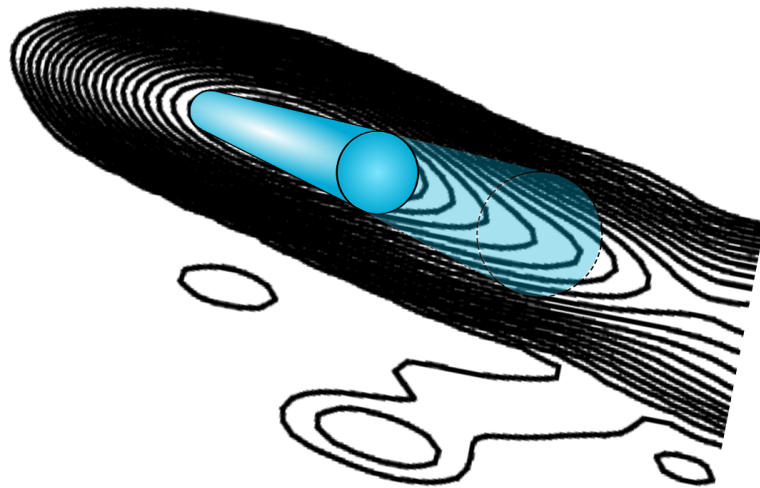


FIGURE III.2.10 – Schéma représentant l'association entre la base du jet simulé en bleu opaque et le cœur radio observé en *VLBI*. La carte de contour radio provient de l'observation de la source à 15.4 GHz, le 26 décembre 2009 par *MOJAVE*.

Avec toutes ces contraintes l'espace de paramètres libres du jet est considérablement restreint. Lorsqu'on arrive à un accord avec la SED et l'équation 2.10, nous pouvons estimer le demi-angle d'ouverture du jet $\alpha = 0.4^\circ$ et la taille du cœur radio $\sum_{i=1}^n L_{i,jet} = 9$ pc pour un rayon $R_{n,jet} = 1.9 \times 10^{17}$ cm.

On suppose également que le grand axe de l'ellipse du cœur radio $a_{core} = 8.6 \pm 3.4 \times 10^{17}$ cm correspond à la taille de cette zone d'émission projetée sur le plan du ciel. Avec un jet conique vu à petit angle, la longueur projetée du cœur est $L_{core} = a_{core} - R_{core} = (6.7 \pm 3.4) \times 10^{17}$ cm, et donc l'angle d'observation θ vaut,

$$\theta = \arctan \left(\frac{L_{core}}{\sum_{i=1}^n L_{i,jet}} \right) = 1.4^\circ \pm 0.7^\circ. \quad (2.11)$$

Due à l'expansion adiabatique du jet, le cœur de 9 pc domine largement l'émission totale du jet simulé. L'émission du jet pour des plus grandes distances contribue significativement uniquement dans la gamme radio de basse énergie. Je décide de fixer la taille du jet simulé à 100 pc, ce qui me permet de prendre en compte toute l'émission significative du jet.

III.2.4.2 Vitesse des nodules radio

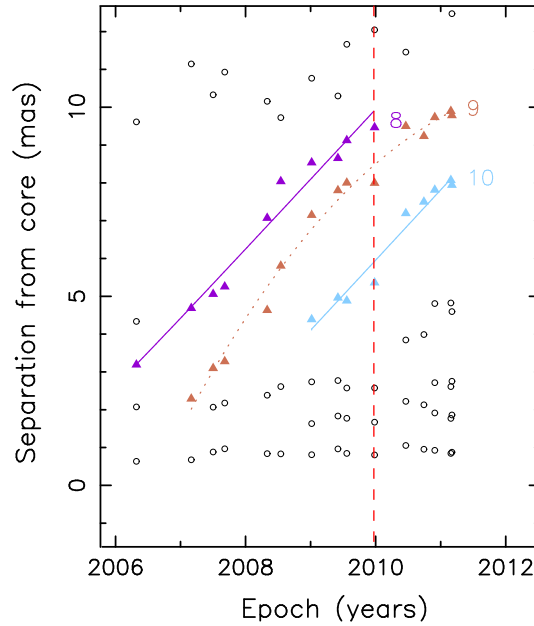


FIGURE III.2.11 – Position des nodules par rapport au cœur radio d' Ap Librae pour une série d'observations effectuées par MOJAVE entre 2006 et 2011. Les couleurs représentent les nodules dont un mouvement a été identifié, la ligne en pointillé marron montre une vitesse de nodule supposée irrégulière. La ligne en tirets rouges présente la date d'observation du 26 décembre 2009.

Au cours de l'observation du 26 décembre 2009, sept nodules radio ont été identifiés dans le jet en plus de l'émission du cœur. Dans la Table 5 de [Lister et al. \(2013\)](#), on observe que trois de ces nodules présentent des mouvements apparents superluminiques avec

des vitesses apparentes β_{app} de $6.03(\pm 0.34)c$, $6.41(\pm 0.19)c$, et $6.04(\pm 0.43)c$ (voir Figure III.2.11). Pour l'étude suivante, on utilise une vitesse apparente moyenne de $6.16 c$.

Connaissant l'angle de projection θ , nous pouvons lier la vitesse apparente à la vitesse réelle β ,

$$\beta = \left(\frac{\sin \theta}{\beta_{app}} + \cos \theta \right)^{-1}. \quad (2.12)$$

Je suppose que les nodules en mouvement se déplacent à la vitesse du flot sous-jacent des particules, et pouvons ainsi assimiler cette vitesse au facteur Doppler δ ,

$$\delta = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta} \quad (2.13)$$

Le facteur Doppler a une valeur moyenne de $\delta = 21.8 \pm_{4.4}^{9.8}$, cohérente avec les valeurs typiques attribuées aux blazars **VHE**. Avec ce schéma, la vitesse des nodules radio est similaire à celle du blob **SSC** simulé.

III.2.4.3 Positions et tailles des nodules radio

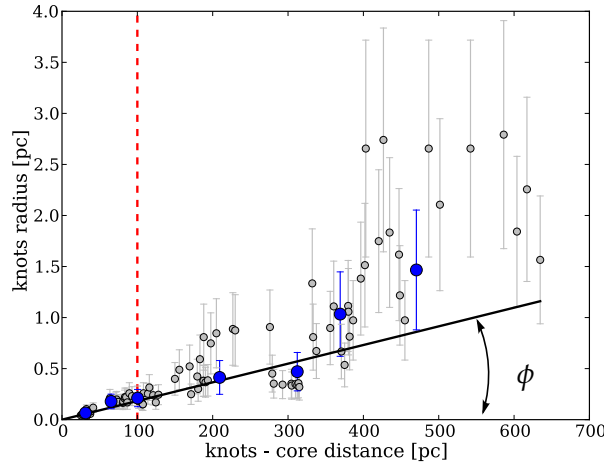


FIGURE III.2.12 – Distance et rayon des nodules radio observés par **MOJAVE** pour un angle de $\theta = 1.38^\circ$ avec la ligne de visée. Les points gris sont les nodules observés entre le 18 Août 1997 et le 5 Mars 2011. Les points bleus sont les nodules observés le 26 Décembre 2009. La ligne noire est la régression linéaire utilisée pour caractériser le demi-angle d'ouverture ϕ . La ligne en tirets rouge à 100 pc marque la taille du jet simulé.

De manière à déterminer la distance au cœur et la taille des nodules radio, on considère tous les nodules observés par **MOJAVE** depuis le 18 Août 1997 au 5 Mars 2011 référencés dans la Table 4 de [Lister et al. \(2013\)](#). La distance des nodules au cœur D_k est déduite de la distance apparente projetée $D_{k,proj}$ par la relation $D_k = D_{k,proj} / \sin \theta$. On suppose les nodules sphériques et un faible angle de visée tel que leur rayon $R_k \simeq R_{k,proj}$. L'évolution de leur rayon suivant la distance au cœur peut être ajustée par une simple loi de proportionnalité $R_k \propto D_k$ avec un bon niveau de confiance ($\chi^2/dof = 0.98$). Cette

observation permet donc d'estimer le demi-angle d'expansion des nodules ϕ , représenté en Figure III.2.12.

$$\phi = \arctan \left(\frac{R_k}{D_k} \right) = 0.10^\circ . \quad (2.14)$$

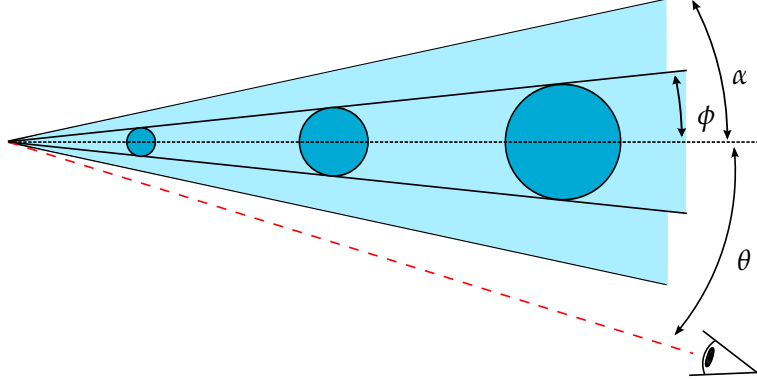


FIGURE III.2.13 – Schéma de la structure en jets imbriqués d'Ap Librae, avec l'angle d'expansion des nodules radio ϕ , l'angle d'ouverture du jet α et l'angle avec la ligne de visée θ . Ce schéma ne respecte pas les échelles.

Il ressort de cette étude que $\phi < \alpha < \theta$. Nous déduisons ainsi une structure en deux jets imbriqués tels que présentés en Figure III.2.13, avec un jet interne correspondant à l'expansion des nodules. Cette interprétation est cohérente avec celle de Perucho et al. (2012) et Lister et al. (2013) qui déduisent une structure en ruban à l'intérieur d'un flux conique plus large dans plusieurs AGN RL en VLBI. L'angle d'observation θ étant très proche de l'angle d'ouverture du jet α ($\theta - \alpha < 1^\circ$), on estime que les formules de transfert radiatif approximées aux petites angles restent valide pour ce léger défaut d'alignement.

III.2.5 MODÉLISATION ET ÉNERGIES

L'étude radio du jet permet de contraindre les paramètres physiques du jet simulé, dont ceux du blob SSC via les caractéristiques des nodules radio. Le but de cette section est de vérifier si on peut effectivement modéliser la SED d'Ap Lib avec toutes ces contraintes, et dans le cas d'un bon ajustement, de discuter de toutes les implications induites par un tel scénario sur les mécanismes physiques du jet.

Je présente le résultat de la modélisation en Figure III.2.14 avec les paramètres associés en Table III.2.4. Ce que nous remarquons à première vue est que la position inhabituelle du pic synchrotron jet comparé à celui du blob (comme discuté en section III.2.3.4) fourni un très bon ajustement de la bosse synchrotron de la SED, de plus l'interaction Compton-inverse entre les composantes blob et jet décrit de manière satisfaisante la grande largeur de la bosse de haute énergie. L'excès observé dans le spectre de UVOT est modélisé par l'émission d'un corps noir de température 3.2×10^4 K et de luminosité 5.0×10^{43} erg.s⁻¹, correspondant aux caractéristiques usuelles d'un disque d'accrétion d'AGN.

La luminosité des nodules radio (les points bleus dans la Figure III.2.14) est bien reproduite par l'émission radio du blob non-absorbée par le jet, confortant ainsi l'association

des paramètres physiques de nodules radio à ceux du blob SSC. Ceci nous donne une vue globale de l'émission dans la base du jet. Dans la gamme radio nous ne pouvons voir l'émission du blob car celle-ci est très inférieure à celle de la base du jet étendu, défini par le cœur en VLBI. De plus, le blob se situant dans la base du jet, il subit une absorption significative due à l'épaisseur optique du jet. Nous ne pourrions donc voir le blob en radio qu'à partir du moment où il se situe suffisamment en aval du jet, dans sa partie radio-transparente. De manière à pouvoir le distinguer, il faut aussi qu'il se trouve à une distance projetée suffisante du cœur. Je vérifie maintenant quels sont les bilans énergétiques de ce scénario.

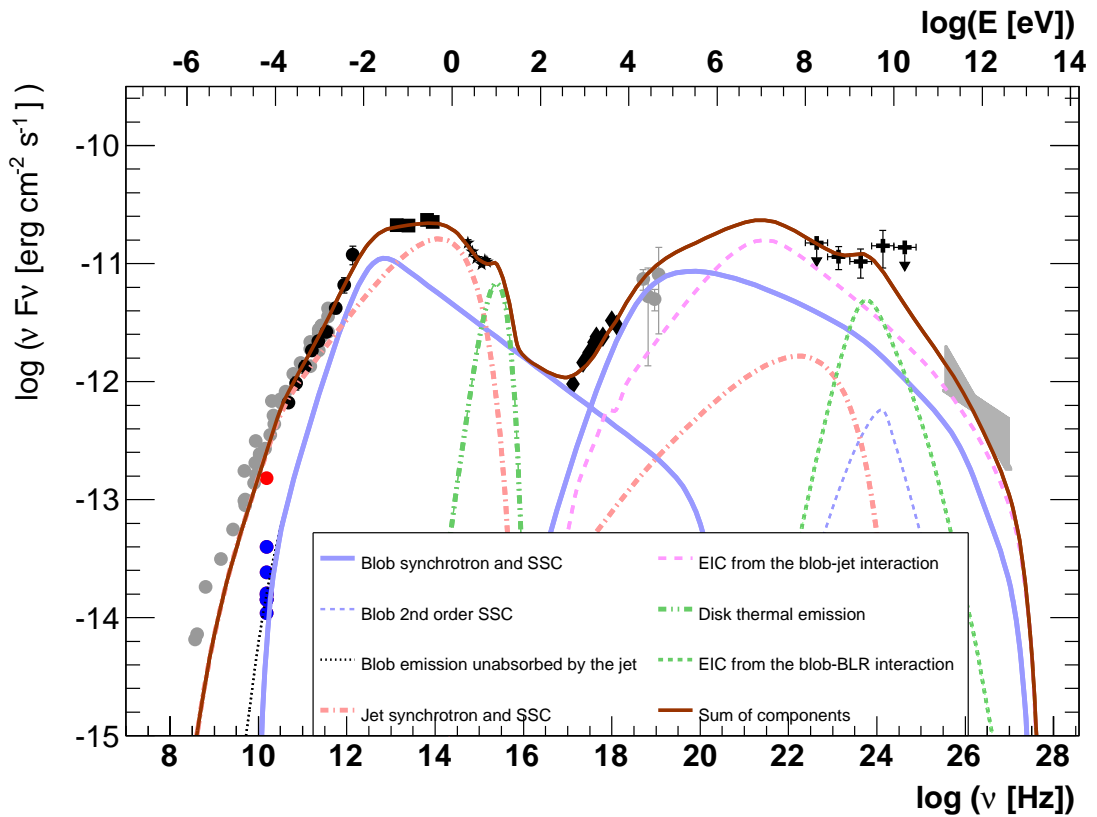


FIGURE III.2.14 – Modélisation SSC multi-zones d'Ap Lib. Les points bleus sont l'émission des nodules radio observés dans le jet par MOJAVE le 26 Décembre 2009, le point rouge est l'émission du cœur. La source étant à faible décalage vers le rouge, les spectres absorbé et intrinsèque en VHE sont très proches, on décide de ne pas montrer ici le spectre intrinsèque par souci de visibilité sur la SED. Les valeurs physiques des paramètres associés à cette modélisation sont données en Table III.2.4.

TABLE III.2.4 – Paramètres physiques de la modélisation de SED présentée en Figure III.2.14. L est la longueur du jet, $D_{\text{blob-BH}}$ est la distance entre le blob et le trou noir.

Blob parameters	Value	Unit
δ_b	22	—
θ_b	1.4	deg
K_b	2.0×10^5	cm^{-3}
n_1	2.0	—
n_2	3.6	—
$\gamma_{\text{min}/b}$	600	—
$\gamma_{\text{max}/b}$	4.0×10^6	—
$\gamma_{\text{break}/b}$	8.0×10^2	—
B_b	6.5×10^{-2}	G
R_b	6.2×10^{15}	cm
Jet parameters		
δ_{jet}	10.0	—
$K_{1,\text{jet}}$	50.0	cm^{-3}
n_{jet}	2.0	—
$\gamma_{\text{max}/\text{jet}}$	1.65×10^4	—
$B_{1,\text{jet}}$	8.0×10^{-2}	G
$R_{1,\text{jet}}$	2.5×10^{16}	cm
L	100	pc
α	0.4	deg
$D_{\text{blob-BH}}$	7.9×10^{18}	cm
nb_{slices}	50	—
Nucleus parameters		
T_{disk}	3.2×10^4	K
L_{disk}	5.0×10^{43}	erg.s^{-1}
R_{BLR}	7.9×10^{18}	cm
τ_{BLR}	3.5×10^{-2}	—

III.2.5.1 Temps de refroidissement

Le temps caractéristique de refroidissement du blob dépend du processus de dissipation d'énergie le plus efficace. Les deux processus considérés sont les refroidissements synchrotron et Compton-inverse que l'on peut respectivement lier aux densités d'énergie magnétiques U'_B et synchrotron U'_{syn} dans le référentiel du blob, vu le faible angle d'ouverture du jet et la grande distance au cœur des nodules, on estime que le refroidissement adiabatique peut être négligé. Si $U'_B > U'_{\text{syn}}$ alors le refroidissement synchrotron domine, sinon c'est le refroidissement Compton-inverse. On exprime donc la densité

usuelle d'énergie magnétique,

$$U'_B = \frac{B^2}{8\pi}, \quad (2.15)$$

et la densité d'énergie radiative synchrotron,

$$U'_{syn} = \frac{4\pi}{c} \int_{v'_{min}}^{v'_{max}} I'_{\nu'} dv', \quad (2.16)$$

avec $I'_{\nu'}$ la densité radiative de surface du blob.

Il résulte que le refroidissement Compton-inverse domine avec $U'_{syn} = 2.1U'_B$. La formule du refroidissement Compton-inverse est de la forme,

$$-\left(\frac{dE(\gamma)}{dt}\right)_{IC} = \frac{4}{3}\sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U'_{syn}, \quad (2.17)$$

avec σ_T la section efficace Thomson.

Le temps caractéristique de refroidissement s'exprime donc ainsi,

$$\tau_{cool,IC}(\gamma) = \frac{E(\gamma)}{-\left(\frac{dE(\gamma)}{dt}\right)_{IC}} = \frac{3m_e c}{4\sigma_T \beta^2 \gamma U'_{syn}}. \quad (2.18)$$

On obtient un temps caractéristique de refroidissement Compton-inverse de 6.0 h pour les très hautes énergies du blob ($\gamma_{max/b} = 4.0 \times 10^6$). Ce temps est bien plus court que le temps caractéristique d'une année entre différentes éjections de nodules, et même plus court que la variabilité minimale intrinsèque du blob définie par $t'_{var} = R_b/c \simeq 57h$. L'émission continue en gamma rejette donc un scénario purement balistique dans lequel le blob **VHE** est éjecté dès sa formation, scénario pour lequel on devrait détecter de très rapides éruptions **VHE** seulement durant les rares éjections de blobs. Le processus d'accélération des particules **VHE** doit donc rester efficace sur de longues périodes.

L'observation de nodules à 15.4 GHz est très proche de la fréquence minimale d'émission du blob simulé (voir Figure III.2.14), on estime donc que le facteur de Lorentz des particules observées en radio correspond au paramètre $\gamma_{min/b} = 600$ utilisé dans le modèle. Le temps de refroidissement Compton-inverse associé est $\tau_{cool,radio} = 4.5$ ans. Cependant les nodules présentant un fort mouvement apparent observés le 26 décembre 2009 se trouvent entre 209 pc et 470 pc du cœur radio, ce qui indique, considérant une vitesse constante, qu'ils ont été éjectés entre 57 et 129 ans dans leur référentiel, un temps bien plus long que le temps de refroidissement. Ainsi nous avons l'indication que l'accélération des particules se produit non seulement à la base du jet, mais continue jusqu'à de très grandes distances du cœur.

La faible résolution angulaire aux hautes et très hautes énergies ne permet pas de déterminer où se situe la zone d'émission gamma. Cependant, avec l'étude présente nous pouvons considérer deux scénarios :

- (1) Soit la zone d'émission gamma est stationnaire à la base du jet interne et les nodules radio sont créés par des perturbations à plus grande échelle dus, par exemple, à un cisaillement entre le jet interne et externe.

- (2) Ou bien la zone d'émission gamma caractérise un choc se propageant à travers le jet interne et continuant à émettre en haute énergie au delà de l'échelle du parsec, devenant ainsi un nodule radio.

Le temps de refroidissement radio, qui requiert un processus efficace d'accélération à large distance, tend à défavoriser le scénario de cisaillement à grande échelle comme moteur de l'accélération des particules. La détection d'une périodicité gamma correspondant à la périodicité d'éjection des nodules radios (\sim un an), serait plutôt favorable au deuxième scénario, comme certaines éjections observés dans la source BL Lac ayant une bonne correspondance avec l'éjection d'un nodule (Marscher et al. 2008). Il se trouve que la cinématique des zones d'émissions SSC compactes est probablement un mélange subtil de ces deux scénarios, comme nous pourrons le voir au Chapitre 3.

III.2.5.2 Population froide

On appelle "population froide" la population de particules ne participant pas au rayonnement non-thermique de la source, c'est à dire des particules se mouvant à des facteurs de Lorentz γ très inférieurs à ceux considérés dans la modélisation. L'évaluation de cette population est un exercice difficile car il s'agit de particules invisibles pour l'observateur. Cependant, moyennant quelques suppositions générales sur le jet, nous pouvons obtenir une estimation de cette population, très précieuse pour quantifier la puissance effective développée par le jet.

Comme je l'ai montré en Figure III.2.12, une expansion linéaire des nodules radio le long de leur propagation dans le jet est favorisée par les observations. En supposant que le blob de haute énergie suit la même expansion que celle des nodules radio, nous pouvons approximer cette vitesse d'expansion à la vitesse d'Alfven $v_{A,b}$ telle que

$$v_{A,b} = \beta_b \tan \phi \simeq 1.74 \times 10^{-3}c. \quad (2.19)$$

La vitesse d'Alfven dépendant de la densité de masse ρ et du champ magnétique B , nous pouvons déduire la densité de masse du blob ρ_b à partir des paramètres référencés en Table III.2.4,

$$\rho_b = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{B_b}{v_{A,b}} \right)^2 \simeq 1.2 \times 10^{-19} \text{g.cm}^{-3}. \quad (2.20)$$

J'estime que l'environnement est électriquement neutre et que la population froide ne peut pas contenir un nombre significatif de paires e^\pm , car elles s'annihileraient très rapidement. Je considère donc que la population froide est très majoritairement constituée d'électrons et de protons. La masse du proton est environ mille fois plus grande que celle de l'électron, impliquant de fait que la densité de masse du blob est largement dominée par les protons (à moins d'avoir moins d'un proton pour mille électrons). Nous pouvons donc déduire la densité de protons $N_{b,p}$,

$$N_{b,p} \simeq \frac{\rho_b}{m_p} \simeq 7.4 \times 10^4 \text{cm}^{-3}. \quad (2.21)$$

A l'inverse on décrit la population de particules non thermiques comme un plasma de paires e^\pm . Pour respecter la neutralité on a donc une densité égale de protons et d'électrons froids ($N_{b,e,cold} = N_{b,p}$).

La densité du plasma non-thermique de particules e^\pm $N_{b,NT}$ est obtenue par intégration du spectre d'énergie $N_e(\gamma)$,

$$N_{b,NT} = \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} N_{b,e}(\gamma) d\gamma \simeq 1.8 \times 10^2 \text{cm}^{-3}, \quad (2.22)$$

avec γ_{min} et γ_{max} présentés en Table III.2.4.

De cette manière, nous pouvons caractériser les trois composantes du blob que sont les paires e^\pm non-thermiques, les électrons froids, et les protons froids. Le rapport des populations non-thermiques et froides est ainsi $N_{b,NT}/N_{b,cold} = 1.2 \times 10^{-3}$.

Faisant le même calcul pour la première tranche du jet simulé, on obtient une vitesse d'Alfven $v_{A,j} = 6.9 \times 10^{-3}c$ correspondant à une densité de masse $\rho_j = 7.7 \times 10^{-21} \text{g.cm}^{-3}$. La densité de protons équivalente à la densité d'électrons froids est $N_{j,p} = N_{j,e,cold} = 4.6 \times 10^3 \text{cm}^{-3}$ alors que celle des paires e^\pm non-thermiques est $N_{j,NT} = 1.3 \times 10^2 \text{cm}^{-3}$. Donc, à l'instar du blob, la population froide est très largement supérieure à celle non-thermique avec un rapport $N_{j,NT}/N_{j,cold} = 1.4 \times 10^{-2}$.

III.2.5.3 Budget énergétique

Ayant maintenant une estimation de la densité de particules en plus de la quantité de rayonnement et d'énergie magnétique du blob et du jet, nous pouvons examiner la puissance totale développée par l'AGN. S'appuyant sur la description de Celotti & Ghisellini (2008), j'exprime la puissance des différentes composantes à travers une section πR^2 du jet par l'équation

$$P_i = \pi R_i^2 \Gamma_i^2 c (U'_i), \quad (2.23)$$

avec U'_i la densité d'énergie de la $i^{ème}$ composante dans le repère comobile.

Nous avons donc P_B la puissance magnétique, P_{NT} la puissance cinétique de la population non-thermique, $P_{e,cold}$ et P_p les puissances cinétiques des électrons et protons froids, et enfin P_r la puissance radiative.

Les densités d'énergies associées sont

U'_B (voir équation 2.15),

$$U'_{NT} = m_e c^2 \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} \gamma N_e(\gamma) d\gamma, \quad (2.24)$$

avec $N_e(\gamma)$ le spectre d'énergie,

$$U'_{e,cold} = m_e c^2 N_{e,cold} \text{ et } U'_p = m_p c^2 N_p, \quad (2.25)$$

$$U'_r = \frac{4\pi}{c} \int_{\nu'_{min}}^{\nu'_{max}} I'_{\nu'} d\nu', \quad (2.26)$$

avec I'_ν , l'intensité de surface.

On calcule les puissances du blob et du jet simulé séparément, la puissance du jet considérée est la puissance à la base du jet avant le refroidissement magnétique et adiabatique des tranches. La densité de radiation du blob est composée des émissions synchrotron, SSC, SSC du deuxième ordre, Compton-inverse sur la BLR, et Compton-inverse sur le jet, $U'_{b,r} = U'_{b,syn} + U'_{b,ssc} + U'_{b,ssc2} + U'_{b,eicBLR} + U'_{b,eicJ}$. La densité de radiation du jet est composée des émissions synchrotron et SSC $U'_{j,r} = U'_{j,syn} + U'_{j,ssc}$. Je référence toutes les puissances ainsi calculées dans la Table III.2.5.

TABLE III.2.5 – Puissances des différentes composantes du jet total d' Ap Lib exprimées en $\log(P [\text{erg.s}^{-1}])$

Puissance	Blob	Jet	Total
Radiation	42.7	41.7	42.7
Magnétisme	40.9	41.2	41.4
e^\pm non-thermiques	43.9	42.0	43.9
Électrons froids	43.5	42.6	43.5
Protons froids	46.8	45.5	46.8

On remarque dans la Table III.2.5 que le jet total est largement dominé par la puissance cinétique des particules, et très majoritairement par les protons froids du blob qui représentent à eux seuls 99.8% de la puissance totale. La puissance cinétique non-thermique du blob domine légèrement celle des électrons froids, alors que c'est l'opposé dans le jet, mais dans les deux cas nous avons presque une équipartition entre ces deux populations. Le champ magnétique du blob apparaît très en dessous de l'équipartition avec la radiation et la population non-thermique, alors que cette équipartition est presque atteinte dans le jet.

III.2.5.4 Mécanisme d'accrétion

Ayant quantifié les différentes puissances du jet, nous pouvons les mettre en regard de celle développée par le disque d'accrétion et ainsi déterminer certaines particularités du mécanisme d'accrétion autour du trou noir central d'Ap Lib.

Tout d'abord j'étudie le positionnement de la source par rapport à d'autres blazars pour lesquels une estimation de leur puissance bolométrique de jet et de disque d'accrétion a été effectuée. Afin de ne pas être biaisés j'utilise les résultats de Ghisellini et al. (2011) pour lesquels j'ai la même méthode de calcul des puissances. J'adapte la Figure III.2.15 de leur étude qui permet de souligner la particularité d'Ap Lib.

La partie droite du graphe ($L_d > 10^{45} \text{erg.s}^{-1}$) est le domaine des sources très brillantes, principalement de type FSRQ. Dans cette partie, P_r évolue proportionnellement à la luminosité de disque. Supposant que P_r est aussi proportionnel à la puissance totale du jet P_{total} , cela signifie que l'efficacité d'accrétion, donc le régime d'accrétion, reste constant

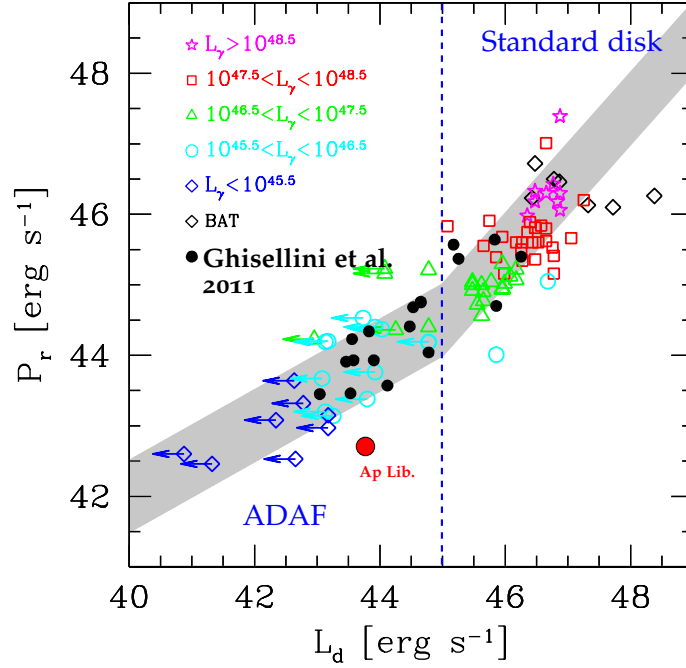


FIGURE III.2.15 – Population de blazars référencés selon leur luminosité de disque L_d et leur puissance radiative de jet P_r (Figure importée de [Ghisellini et al. \(2011\)](#)). Le positionnement d'Ap Lib est représenté par un point rouge. La ligne de tirets bleue à $L_d \simeq 10^{45} \text{ erg.s}^{-1}$ marque la séparation entre les deux régimes d'accrétion. La puissance radiative considérée ici pour Ap Lib est la somme des puissances radiatives du jet simulé et du blob.

pour ces sources. Ceci n'est plus vrai pour des luminosités de disque en dessous de $10^{45} \text{ erg.s}^{-1}$ où la puissance radiative évolue plutôt en $\sqrt{L_d}$ et les sources sont plutôt de type BL Lacs. Ces deux régimes peuvent être associés à deux types de modèles de disques. D'un côté les sources les plus lumineuses sont décrites par des disques standards optiquement épais, et d'un autre côté les sources plus faibles cohérentes avec des modèles de disques de type "advection-dominated accretion flow" (ADAF), ou "radiative inefficient accretion flow" (RIAF).

La puissance radiative du jet relativement faible devrait placer Ap Lib dans le régime ADAF/BL Lac. Cependant, la puissance radiative du disque d'accrétion est relativement élevée et positionne la source plutôt dans le prolongement de la bande grise FSRQ/Disque fin standard.

Une interprétation de cette position particulière serait que Ap Lib soit un très faible FSRQ. Ce pourrait par exemple être un "vieux" FSRQ dont le disque est devenu faible avec une luminosité normalement attribuée aux ADAFs, mais resté dans un état métastable de Disque fin standard. Une des grandes questions toujours actuelles concerne l'évolution des AGN, et donc la transition entre différents régimes. Nous ne savons toujours pas si l'évolution des AGN se fait de manière continue ou brusquement par paliers. Nous pouvons imaginer ici que si le disque d'accrétion s'affaiblit progressivement sans subir de

perturbations majeures il peut rester dans un état métastable de manière analogue à l'eau restant liquide après un refroidissement progressif en dessous de zéro.

De manière moins spéculative, certains signes favorisent une classification de type **FSRQ**/FR II de la source tels que les vitesses apparentes hautement superluminiques de nodules radio, la faible ouverture du jet et la grande prépondérance de la puissance cinétique.

L'étude de l'efficacité d'accrétion pourrait nous permettre de lever certaines ambiguïtés sur l'état du disque d'accrétion d'Ap Lib. Remarquant que la puissance cinétique des protons froids domine largement toutes les autres composantes de puissance, nous pouvons exprimer le taux de masse éjecté par le système comme

$$\dot{M}_{out} = \frac{1}{c^2} \left(\frac{P_{j,p}}{\Gamma_j} + \frac{P_{b,p}}{\Gamma_b} \right) \simeq 6.0 \times 10^{24} \text{ g.s}^{-1}. \quad (2.27)$$

En prenant en compte que $\dot{M}_{out} \leq \dot{M}_{in}$, avec \dot{M}_{in} le taux d'injection de masse (ou taux d'accrétion de masse), nous pouvons placer une limite supérieure sur l'efficacité d'accrétion $\eta = L_d / (\dot{M}_{in} c^2)$,

$$\eta \leq \frac{L_d}{\dot{M}_{out} c^2} = 9.30 \times 10^{-3}. \quad (2.28)$$

Cette efficacité est inférieure à celle généralement utilisée pour les quasars de $\eta \simeq 0.1$ (Raimundo et al. 2012). Pour $\dot{M}_{out} \simeq \dot{M}_{in}$, l'efficacité d'accrétion se situe à la limite entre les régimes **ADAF** et **Disque fin standards** de $\eta \simeq 0.01$ proposés par Wu & Cao (2008).

Nous pouvons aussi nous appuyer sur l'étude de Ghisellini & Tavecchio (2008) qui ont classifié différents types de blazars suivant la valeur d'efficacité critique $\eta_{crit} = L_d / L_{Edd}$, qui peut être identifié comme $\dot{M}_{in} = \dot{M}_{crit}$, avec $\dot{M}_{crit} = L_{Edd} / c^2$ le taux d'accrétion critique de masse.

La luminosité d'Eddington d'Ap Lib vaut

$$L_{Edd} = \frac{4\pi G M_{\bullet} m_p c}{\sigma_T} \simeq 1.3 \times 10^{38} \frac{M_{\bullet}}{M_{\odot}} \text{ erg.s}^{-1}, \quad (2.29)$$

ce qui donne $L_{Edd} = (1.60 \pm 0.07) \times 10^{46} \text{ erg.s}^{-1}$, avec la masse du trou noir central estimée à $M_{\bullet} = 10^{8.4 \pm 0.06} M_{\odot}$ (Woo et al. 2005).

Cette valeur correspond à $\eta_{crit} \simeq 3.1 \times 10^{-3}$, très proche de la valeur limite de 3×10^{-3} entre les BL Lacs et les **FSRQs** proposée par Ghisellini & Tavecchio (2008).

Comme montré précédemment, la valeur de η_{crit} ne permet pas de distinguer entre différentes **FSRQs** car l'efficacité d'accrétion au delà de $L_d \simeq 10^{45} \text{ erg.s}^{-1}$ reste constante. Cependant, cela permet de distinguer les BL Lacs des **FSRQs**, et aussi entre différentes sources BL Lacs.

Ces estimations de l'efficacité d'accrétion suggèrent que la source est dans un régime particulier entre **ADAF** et **Disque fin standard** pouvant être interprété comme un disque hybride, comme l'illustre la Figure III.2.16. De plus, l'étude du jet étendu en X par Kaufmann et al. (2013) ainsi que la présence de nodules radio superluminiques pour une source

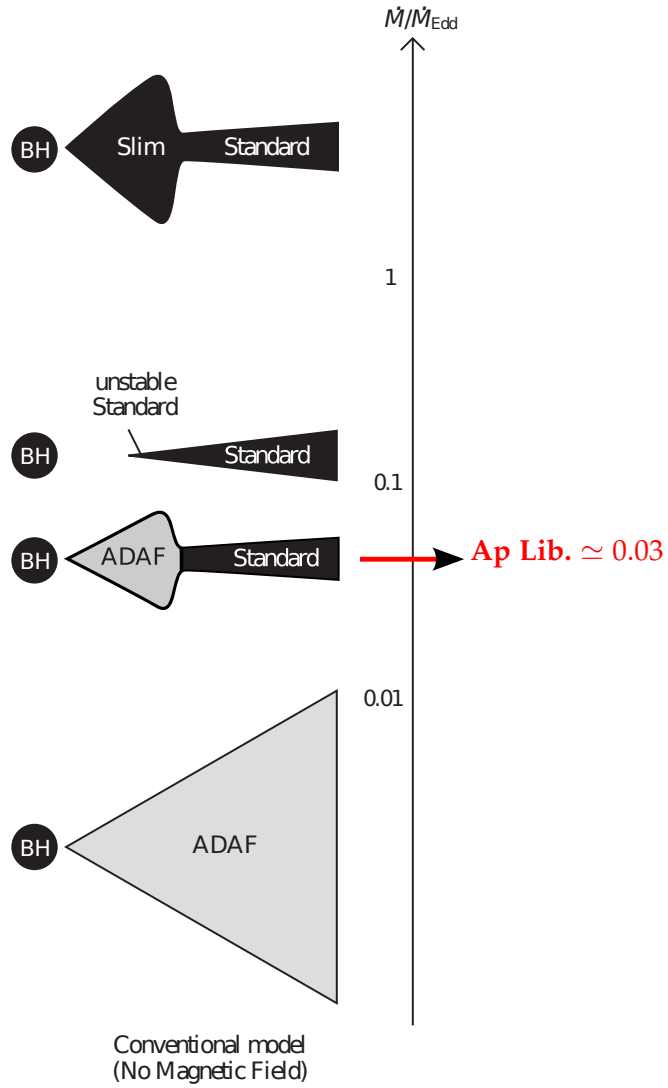


FIGURE III.2.16 – Structure du disque d'accrétion suivant la valeur de l'efficacité critique d'accrétion (Oda et al. 2009). Ap Lib se situe dans un régime hybride entre *Disque fin standard* et *ADAF*.

dominée par l'émission du cœur radio en fait typiquement une source entre **FR I** et **FR II**. En conclusion de toute notre étude détaillée de cette source, nous pouvons dire que dans tous ses aspects Ap Lib correspond à une source intermédiaire au regard du scénario de dichotomie des blazars liant d'une part **FSRQ** avec **FR II** et *Disque fin standard*, et d'autre part BL Lac avec **FR I** et disque *ADAF*.

DÉFINITION D'UNE CLASSE INTERMÉDIAIRE

Les caractéristiques particulières du blazar Ap Lib sont-elles uniques ? Cette question est en fond de l'étude suivante où je passe de l'étude d'une source précise à celle d'une population. J'approfondis trois caractéristiques clés d'Ap Lib qui m'interpellent car elles ne trouvent que peu d'explications dans la littérature scientifique : la présence d'un jet étendu en X, le changement de pente spectrale dans la gamme millimétrique, et enfin la cinématique particulière des nodules radio. Les deux premiers points sont abordés brièvement ici et pourront servir de base à de futurs travaux, le troisième point est plus approfondi et s'appuie sur un article en cours de rédaction.

III.3.1 JETS ÉTENDUS EN RAYONS X

Un des points mentionnés régulièrement dans le chapitre précédent est la présence d'un jet X à l'échelle du kpc traduisant une puissance considérable transmise par les particules de haute énergie. La présence de jet étendu en X dans les radiogalaxies de type **FR I** semble relativement courante (e.g. [Worrall et al. 2001](#)), de même que pour les sources présentant une forte puissance cinétique des jets tels que les **FR II** et les **FSRQs**. Cependant elle l'est beaucoup moins pour les **BL Lacs** pour lesquels le faible angle du jet avec la ligne de visée ne permet pas de distinguer l'émission du cœur de celle du jet étendu en X. L'observation de jets X pour ces sources signifie donc une émission déprojetée pouvant s'étendre sur plusieurs centaines de kpcs, voire de l'ordre du Mpc, qui est assez difficile à interpréter pour les jets relativement peu puissants des **BL Lacs**. Deux scénarios sont admis pour décrire cette émission : si le jet est cinétiquement très puissant le processus Compton-inverse des particules du jet étendu sur les photons du fond diffus cosmologique est favorisé, sinon cette émission devrait être due à du rayonnement SSC ([Tavecchio et al. 2000](#), [Worrall et al. 2001](#)). Il n'y a cependant pas actuellement de consensus clair sur ce phénomène. Actuellement on peut recenser 60 **FSRQs** avec un jet X¹ pour sept **BL Lacs**. Un fait remarquable est que ces sept **BL Lacs** sont référencées comme intermédiaires ou transitoires au niveau de la puissance des jets entre **FR I** et **FR II** et/ou dans

1. <http://hea-www.harvard.edu/XJET>

une catégorie spectrale comprise entre **HBLs** et **FSRQs**, aucune **HBL** n'a de jet étendu en X connu.

Je présente l'état de leur classification dans la Table III.3.1.

TABLE III.3.1 – Classification spectrale et puissance des jets radio des **BL Lacs** présentant un jet étendu en rayons-X. FR I/II : caractéristiques intermédiaires entre les deux classes **FR I** et **FR II**, *Hymor* : morphologie hybride (voir Section III.1.1).

Nom	Classe spectrale	Jet radio	Référence pour le jet étendu
3C 371	IBL	FR I/II	Sambruna et al. (2007)
4C +49.22	FSRQ/BL Lac	FR II	Cutini et al. (2014)
Ap Librae	LBL	FR I/II	Kaufmann et al. (2013)
OJ 287	LBL	FR I/II	Marscher & Jorstad (2011)
PKS 0521-365	LBL	FR I/II	Birkinshaw et al. (2002)
PKS 2201+044	IBL	FR I/II	Sambruna et al. (2007)
S5 2007+77	LBL	Hymor	Sambruna et al. (2008)

L'observation des jets X étendus des **BL Lacs** est donc un moyen très performant de détecter des sources intermédiaires car cela rend compte d'une puissance de jet anormalement élevée souvent assimilée aux **FSRQs**.

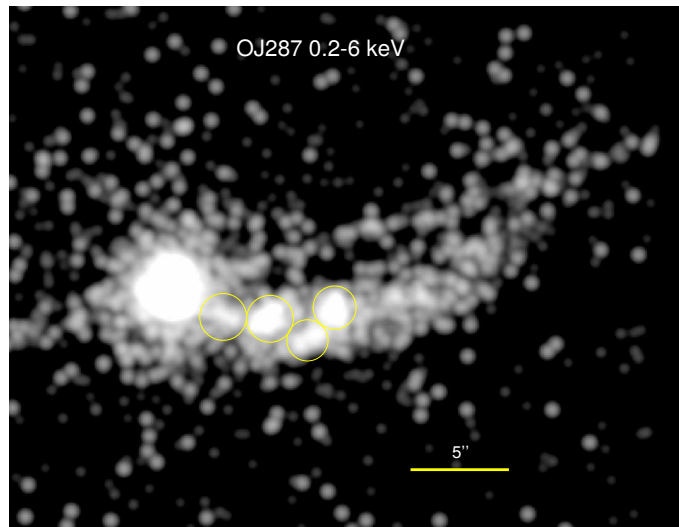


FIGURE III.3.1 – Image du BL Lac OJ 287 en rayons-X par Chandra dans la bande 0.2-6 KeV, convoluée par un noyau gaussien de FWHM = 0.5''. On identifie en jaune différents nodules X. Crédits : [Marscher & Jorstad \(2011\)](#).

III.3.2 LES BLAZARS "BSRQS", À CHANGEMENT DE PENTE DANS LE MILLIMÉTRIQUE

Dans le chapitre précédent j'ai montré qu'Ap Librae se distingue par une luminosité de la base du jet étendu inhabituellement forte comparée à celle d'une zone compacte SSC que l'on nomme communément "le blob". Cette particularité est caractérisée par l'observation d'un changement de pente dans la bande millimétrique du spectre de la source qui n'est pas commun.

Un tel changement de pente a déjà été observé par Meyer et al. (2011) dans de nombreux blazars mais à des fréquences ν_{cross} beaucoup plus faibles. Ils ont remarqué dans leur échantillon que cette fréquence de changement de pente n'est plus élevée que dans le cas des radiogalaxies, mettant ainsi un lien entre cette fréquence et l'angle d'observation des jets comme on peut le voir en Figure III.3.2. En effet les radiogalaxies sont largement moins dominées par la partie compacte SSC qui est très collimatée dans la direction de propagation du jet. La base du jet étendu domine donc l'émission des sources jusqu'à de plus hautes fréquences. Une corrélation est ainsi trouvée entre la fréquence ν_{cross} et le rapport de luminosité R_{CE} (cœur / jet étendu) à 1.4 GHz.

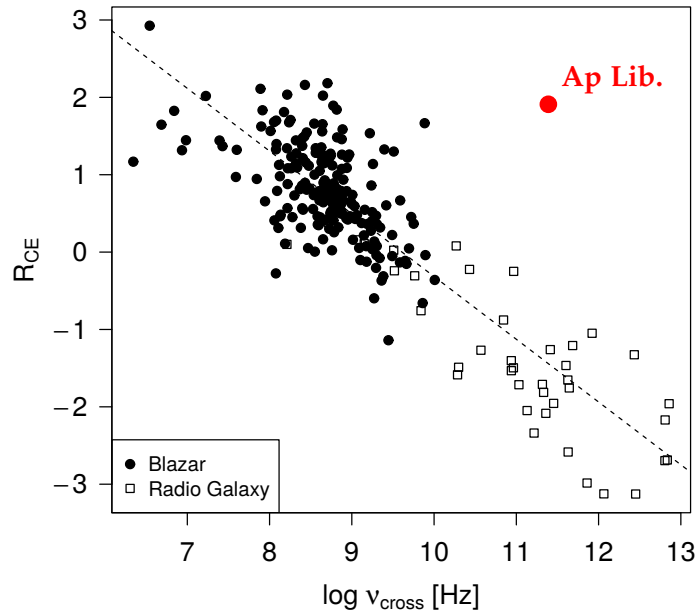


FIGURE III.3.2 – La fréquence ν_{cross} identifiée par Meyer et al. (2011) est la fréquence à laquelle la SED devient dominée par l'émission focalisée du jet plutôt que par l'émission étendue. R_{CE} est le rapport entre la luminosité du cœur et la luminosité étendue du jet à 1.4 GHz. La ligne en tirets est une corrélation linéaire entre les deux variables ($r = 0.87$). Le blazar Ap Lib est très éloigné de cette corrélation.

Le positionnement d'Ap Lib dans la Figure III.3.2 est très éloigné de la corrélation définie par Meyer et al. (2011), avec une fréquence $\nu_{cross} = 250$ GHz déterminée au Chapitre 2 et un rapport de luminosités radio $R_{CE} = 76.6$ mesuré par Antonucci & Ulvestad

(1985) avec le VLA à 1.49 GHz, ceci présente donc un point clé à approfondir pouvant caractériser une nouvelle classe de sources.

Un tel changement de pente spectrale dans le domaine millimétrique a été cherché dans l'échantillon de [Giommi et al. \(2012\)](#) qui présente l'avantage d'avoir une bonne couverture multi-longueur d'onde quasi-simultanée de cent cinq blazars. Seize sources présentent clairement ce changement de pente en millimétrique, soit environ 15% de l'échantillon total. De façon à être plus concis je nomme ces sources des BSRQs pour "Broken Spectrum Radio Quasars" dû à leur forme de spectre "brisé" dans la gamme millimétrique. Le fait de nommer cet ensemble de sources sous-entend que nous avons à faire à une population relativement homogène, ce qui semble être le cas d'après leurs caractéristiques spectrales relevées en Table III.3.2. Ces sources ont en effet toutes des pics synchrotron de basse fréquence (LSP) et sont de manière plutôt indifférenciée entre **FSRQs** et **LBLs**. L'indice spectral en rayons-X confirme cette homogénéité avec des valeurs toutes supérieures (ou compatibles dans les barres d'erreurs) à -2. Ce nom BSRQ fait volontairement allusion aux **FSRQs** plutôt qu'aux **BL Lacs** pour éviter toute association avec la classe **HBL**, très éloignée de cette catégorie.

TABLE III.3.2 – Sélection de blazars BSRQs présentant une brisure spectrale dans la bande millimétrique dans l'échantillon de [Giommi et al. \(2012\)](#).

Nom	Indice spectral X	Classe spectrale	Décalage vers le rouge
III ZW 2	-1.64 ± 0.07	FSRQ	0.089
1Jy 0218+357	?	LSP Incertain	0.944
PKS 0332-403	-1.44 ± 0.31	LBL	1.445
PKS 0420-01	-2.10 ± 0.46	FSRQ	0.916
PKS 0426-380	-1.85 ± 0.36	LBL	1.110
PKS 0454-234	-1.72 ± 0.30	FSRQ	1.003
S4 0917+44	-1.44 ± 0.22	FSRQ	2.186
PKS 1127-145	-1.61 ± 0.20	FSRQ	1.184
PKS 1244-255	-2.09 ± 0.33	FSRQ	0.633
1Jy 1308+326	-1.81 ± 0.35	LSP Incertain	0.997
2E 1908.2-201	-1.39 ± 0.28	FSRQ	1.119
PMNJ 1923-2104	-1.50 ± 0.16	FSRQ	0.874
AP Lib	-1.48 ± 0.10	LBL	0.049
PKS 2149-307	-1.35 ± 0.08	FSRQ	2.345
Bl Lac	-1.88 ± 0.25	LBL	0.069
4C 31.63	-1.61 ± 0.08	FSRQ	0.295

Le scénario présenté dans la modélisation d'Ap Lib devrait pouvoir s'appliquer à cette sélection. Afin de vérifier la cohérence de cette sous-catégorie BSRQ, j'applique ce modèle aux sources présentant les meilleures couvertures multi-longueur d'onde : 2E 1908.2-201, PKS 0332-403, PKS 0426-380, PMNJ 1923-2104 et S4 0917+44.

Je présente ici une version préliminaire des données et de la modélisation de ces bla-

zars, il ne s'agit pas d'étudier en profondeur la physique de ces objets comme on a pu le faire pour Ap Lib mais plutôt de tester la faisabilité et la cohérence du scénario d'émission proposé, avant de lancer une étude complète de l'échantillon. C'est pourquoi j'ai autant que possible utilisé des valeurs de paramètres physiques communs aux cinq sources basées sur celles d'Ap Lib.

TABLE III.3.3 – Paramètres des modèles présentés en Figure III.3.3 déduits du code *Bjet* mis en regard de ceux d'Ap Lib.

	Ap Lib	2E 1908.2-201	PKS 0332-403	PKS 0426-380	PMN J1923-2104	S4 0917+44	Unité
Blob							
Γ	27	27	27	27	27	27	—
θ	1.4	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	deg
K	2.0×10^5	1.0×10^3	1.0×10^3	9.0×10^4	1.0×10^3	3.0×10^3	cm^{-3}
n_1	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	—
n_2	3.6	4.7	4.2	3.5	4.0	4.6	—
γ_{min}	600	500	500	600	600	400	—
γ_{max}	4.0×10^6	4.0×10^6	4.0×10^6	4.0×10^6	4.0×10^6	4.0×10^6	—
γ_{break}	8.0×10^2	1.0×10^3	1.0×10^3	1.0×10^3	1.0×10^3	1.0×10^3	—
B	0.065	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	G
R	6.2×10^{15}	8.9×10^{16}	8.9×10^{16}	1.0×10^{16}	8.9×10^{16}	8.5×10^{16}	cm
Jet							
Γ_{jet}	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	—
$K_{1,jet}$	5.0×10^2	1.3×10^2	1.3×10^2	1.0×10^4	1.3×10^2	5.0×10^2	cm^{-3}
n_{jet}	2.0	2.6	2.6	2.8	2.5	2.5	—
$\gamma_{max/jet}$	1.7×10^4	7.0×10^3	7.0×10^3	1.2×10^4	1.2×10^4	1.2×10^4	—
$B_{1,jet}$	0.08	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	G
$R_{1,jet}$	2.5×10^{16}	2.0×10^{17}	2.0×10^{17}	6.5×10^{16}	1.35×10^{17}	1.35×10^{17}	cm
L	100	100	100	100	100	100	pc
α	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	deg
$D_{blob-BH}$	7.9×10^{18}	4.3×10^{19}	3.9×10^{19}	9.5×10^{18}	3.5×10^{19}	5.0×10^{19}	cm
nb_{slices}	50	50	50	50	50	50	—
Noyau							
T_{disk}	3.2×10^4	6.0×10^4	2.8×10^4	4.0×10^4	3.2×10^4	3.2×10^4	K
L_{disk}	5.0×10^{43}	6.5×10^{45}	1.7×10^{46}	4.5×10^{45}	3.3×10^{46}	4.0×10^{46}	erg.s^{-1}
R_{BLR}	7.9×10^{18}	1.4×10^{19}	1.4×10^{19}	1.4×10^{19}	1.4×10^{19}	1.4×10^{19}	cm
τ_{BLR}	3.5×10^{-2}	2.5×10^{-3}	1.2×10^{-3}	9.0×10^{-3}	1.2×10^{-3}	7.0×10^{-3}	—

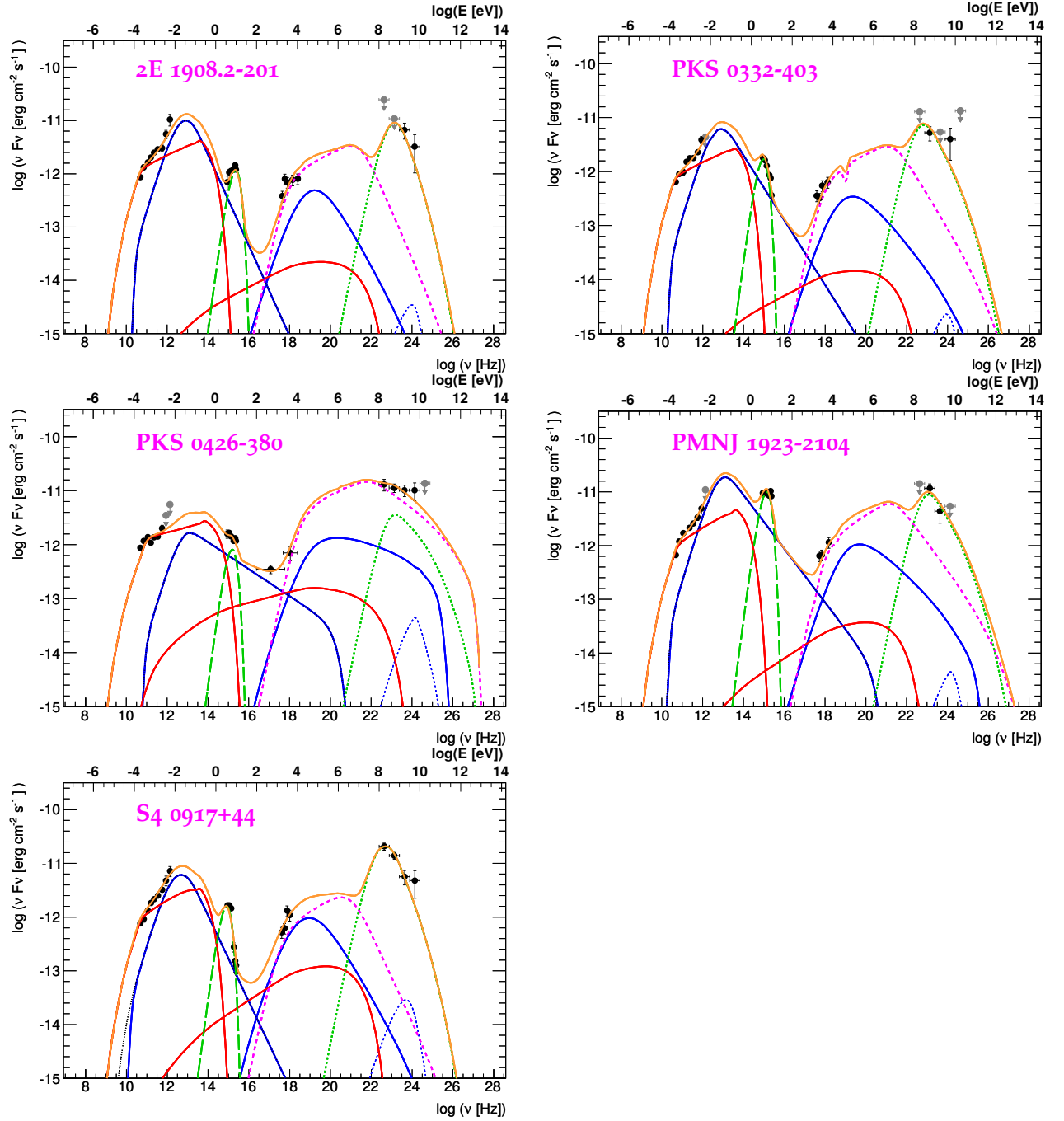


FIGURE III.3.3 – Modélisation de cinq BSRQs avec le code *Bjet*. Les limites supérieures sont présentées en gris. Ligne pleine bleue : émission SSC du blob, ligne en pointillé bleue SSC de second ordre du blob, ligne rouge : émission SSC du jet, ligne en tirets magenta : Compton externe blob-jet, ligne en grands tirets verts : émission thermique du disque, ligne pointillé verte : Compton externe blob-BLR. La brisure spectrale observée dans le domaine millimétrique est très visible pour ces sources, et s'explique naturellement par l'importance relative de l'émission synchrotron du jet par rapport à celle du blob.

La récupération des données UVOT et XRT simultanées a été effectuée en ligne via le ASI Science Data Center (ASDC)². Les spectres XRT sont obtenus en utilisant le mode de

2. <http://tools.asdc.asi.it/SED/>

comptage de photons (PC mode) et sont ajustés par une loi de puissance tenant compte de l'absorption, on choisit un ajustement par loi log-parabolique lorsque le χ^2 réduit le justifie.

Comme nous pouvons le voir, les modèles présentés en Figure III.3.3 s'ajustent très bien aux SED particulières de ces sources. Nous remarquons aussi que les équilibres radiatifs entre les différentes composantes ainsi que les paramètres des différents modèles sont très proches avec leur composante de haute énergie dominée par l'émission Compton-inverse de l'interaction blob-BLR, à l'exception de PKS 0426-380 qui semble très dominée par l'émission synchrotron du jet et par l'interaction Compton-inverse blob-jet. On peut aussi remarquer que les sources PKS 0332-403 et 2E 1908.2-201 présentent des SED quasi-indiscernables, avec des paramètres de modélisation très proches alors qu'elles sont respectivement cataloguées en tant que LBL et FSRQ. La frontière entre blazar et FSRQ basée sur la largeur des raies d'émission de la BLR est très justifiée pour les cas emblématiques des deux classes (notamment HBL vs FSRQ), mais semble devenir caduque pour ces sources où les processus d'émissions ainsi que les puissances en jeu semblent extrêmement proches.

L'accroissement de la couverture multi-longueur d'onde des blazars permet maintenant d'affiner la classification par l'étude de la forme globale des SEDs et non plus seulement par les propriétés spécifiques d'une bande de fréquence. Comme on peut le voir en Figure III.3.3, cette classe BSRQ semble s'accommoder d'une forme de SED caractéristique (bosse Compton-inverse très large avec souvent une chute de luminosité avant les énergies de Fermi) en plus de cette brisure millimétrique. Ces premiers résultats prometteurs concernant l'homogénéité, et donc la pertinence de cette classe intermédiaire, sont encourageants pour un approfondissement du sujet.

III.3.3 CLASSIFICATION SUIVANT LA CINÉMATIQUE DES JETS VLBI

Lors de l'étude d'Ap Lib nous avons remarqué des nodules radio en mouvement relativiste dans le jet. Cette caractéristique, bien que généralement associée aux FSRQs, peut se rencontrer dans certaines BL Lacs. En étudiant la cinématique radio du blazar Bl Lac lui-même, pouvant lui aussi être considéré comme un blazar intermédiaire, nous observons un fort mouvement relativiste, mais aussi la présence d'un ou de plusieurs nodule(s) radio stationnaire(s) à la base du jet, alors que d'autres nodules sont en mouvement semblant être éjectés non pas du cœur radio mais d'une zone plus en aval du jet, comme pour Ap Lib (voir Figure III.3.4).

Le rôle du nodule stationnaire (7) observé dans BL lac a été récemment étudié par Cohen et al. (2014), qui l'associent à un choc stationnaire de recollimation, dont on peut trouver une interprétation approfondie par Meier (2013), mais aussi par Marscher & Gear (1985) qui en font le moteur principal d'accélération des particules dans le jet depuis une étude du FSRQ 3C 273. J'aborderai l'interprétation de ces phénomènes dans la suite de cette étude.

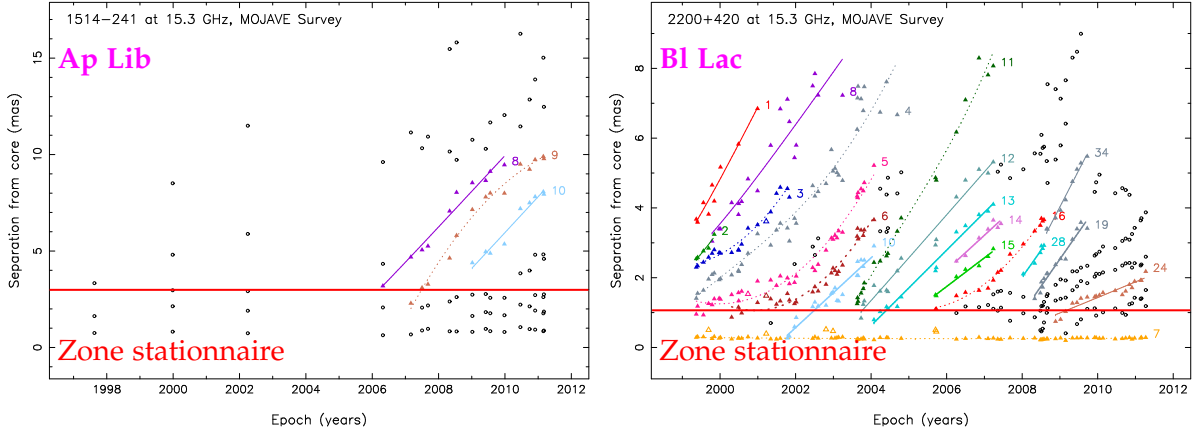


FIGURE III.3.4 – Distance des nodules au cœur radio des blazars *Ap Lib* et *Bl Lac* observés pendant plusieurs années par MOJAVE à 15.3 GHz (Lister et al. 2013). La ligne pleine rouge délimite une zone où les nodules sont plutôt stationnaires d'une zone en mouvement relativiste dans le jet.

Je cherche d'abord à savoir si la présence de nodules stationnaires à la base du jet et en mouvement plus en aval est commun à une classe de blazars intermédiaires. Pour cela nous avons la chance d'avoir à disposition un large échantillon de 200 **AGN RL** suivi régulièrement en **VLBI** pendant de nombreuses années par la collaboration **MOJAVE** (Lister et al. 2013). Afin d'adapter cet échantillon à nos besoins j'effectue une sélection selon les critères suivants :

- Blazars à décalages vers le rouge connu.
- Blazars dont on observe régulièrement des nodules radios.

Il en résulte 167 sources passant cette sélection. Je remarque que la cinématique radio de ces sources peut être classifiée en trois catégories selon la vitesse apparente des nodules β_{app} :

- Classe I : Les nodules sont quasi-stationnaires ou en mouvement "faible" ($\max(\beta_{app}) < 2c$), 36 sources.
- Classe II : Les nodules sont éjectés dès la base du jet ou ont des mouvements importants proche de la base du jet ($\max(\beta_{app}) \geq 2c$), 94 sources.
- Classe I/II : Les nodules sont quasi-stationnaires proche de la base du jet et en mouvements importants à plus grande distance ($\max(\beta_{app}) \geq 2c$), 37 sources.

Je nomme la dernière classe "I/II" car elle est hybride entre la classe I et la classe II. La Figure III.3.5 représente des sources typiques de ces trois classes. Un biais observationnel possible est identifié dans cette classification, une source de type I/II insuffisamment suivie n'aura pas de forts mouvements apparents identifiables dans le jet, et tombera par conséquent dans la classe I. La classe I contient donc probablement quelques sources de type I/II mais cette contamination est difficile à évaluer.

Dans la suite de ce chapitre on utilise une cosmologie avec $H_0 = 71 \text{ km.s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.27$ et $\Omega_V = 0.73$. Les calculs de distances sont faits selon le calculateur cosmologique développé par Wright (2006)³.

3. <http://www.astro.ucla.edu/~wright/CosmoCalc.html>

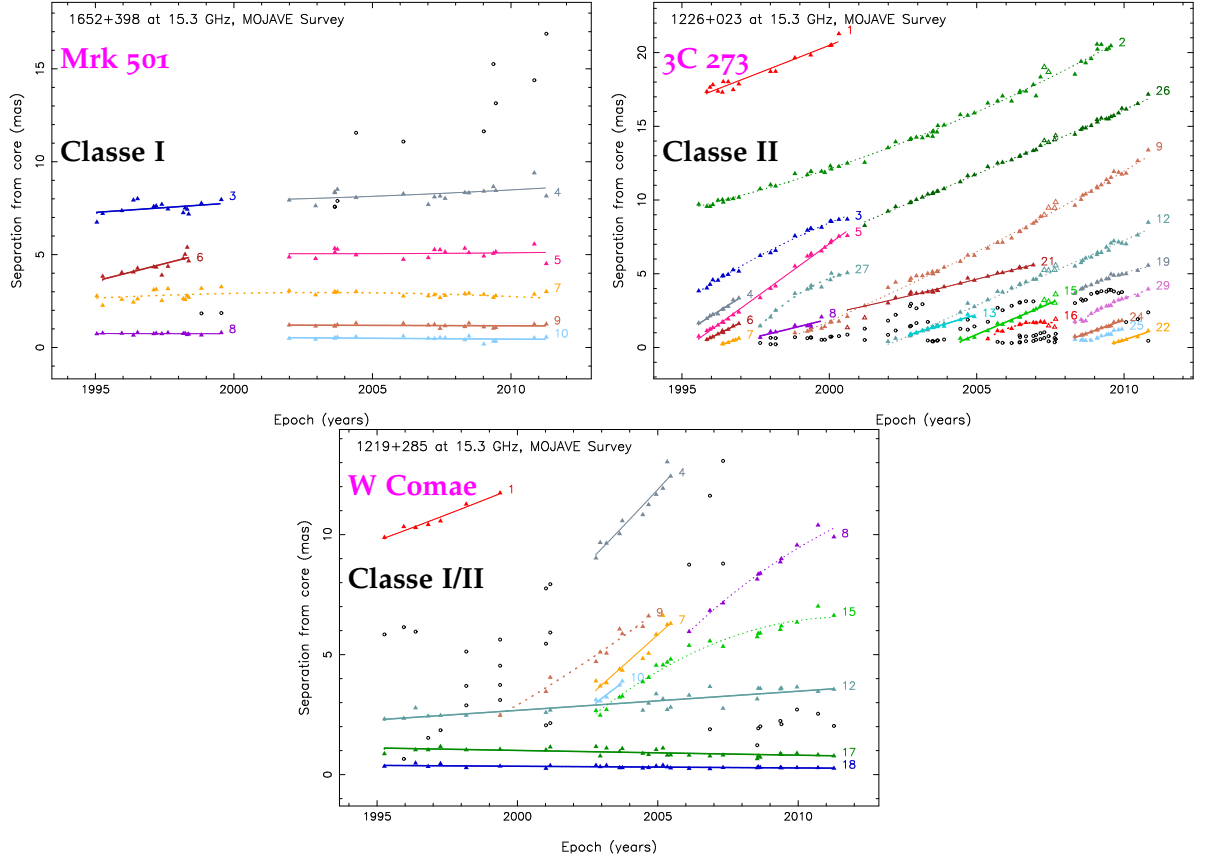


FIGURE III.3.5 – Évolution temporelle de la distance de nodules au cœur radio pour trois blazars représentatifs des trois classes I, II et I/II que je définis ici, extrait de [Lister et al. \(2013\)](#).

III.3.3.1 Recoupement avec les classes spectrales

Un premier test de la cohérence de cette classification est de vérifier quel est son recoupement avec les différentes classes spectrales. Les sources sont divisées en trois classes spectrales : **FSRQs**, **LBLs/IBLs** et **HBLs**, qui sont représentées respectivement par 125, 23 et 6 sources dans notre échantillon (Table III.3.4). La classe des **HBLs**, faiblement lumineuse en radio, est malheureusement sous-représentée dans les sources **MOJAVE**. Les sources dont la classe spectrale n'est pas bien définie ne sont pas prises en compte.

TABLE III.3.4 – Recoupement de notre classification cinématique avec la classification spectrale standard.

Classe spectrale	nombre	Classe I	Classe I/II	Classe II
HBLs	6	100%	0%	0%
IBLs/LBLs	23	30.5%	56.5%	13%
FSRQs	125	16%	17%	67%

On observe une corrélation significative entre les classes spectrales et les classes cinématiques **VLBI**. Bien que seulement six blazars soient classifiés **HBLs**, ils appartiennent tous à la classe I. Les **LBLs/IBLs** appartiennent en majorité à la classe I/II mais sont dispersés dans les autres classes, la dispersion significative dans la classe I (30.5%) pour-

rait être due au biais observationnel radio exprimé précédemment (moins une source est suivie en **VLBI**, plus elle a de chance de se retrouver dans la classe I). Les **FSRQs** sont nettement groupés dans la classe II (67%) avec une dispersion à parts égales dans les autres classes.

Il se trouve que cette corrélation entre les classifications cinématiques et spectrales est encore plus forte pour les sources émettant au TeV, comme nous pouvons le voir en Table III.3.5. D'ailleurs toutes les **HBLs** observées par **MOJAVE** sont de classe I et aussi détectées au TeV. Pourquoi, malgré le faible échantillon statistique, les sources émettant à très hautes énergies semblent-elles plus enclines à respecter cette tendance ? Je ne peux apporter que des suggestions, mais il est possible qu'étant toutes très étudiées en multi-longueur d'onde depuis de nombreuses années, on puisse avoir une classification spectrale de ces sources souffrant moins d'incertitudes. En effet, un autre biais existant dans notre analyse est l'incertitude de la classification spectrale. Il est encore relativement courant que des sources soit reclassées différemment après de nouvelles observations plus précises que les précédentes.

TABLE III.3.5 – Recoupement des classifications spectrales et cinématiques des blazars émettant au TeV. Échantillon basé sur le catalogue TeVCat ⁴.

FSRQs		LBLs/IBLs		HBLs	
S4 0954+65	II	Ap Lib	I/II	1ES 1011+496	I
4C +21.35	II	3C 66A	I/II	Mrk 421	I
3C 279	I/II	S5 0716+714	II	ON 235	I
PKS 1510-08	II	W Comae	I/II	Mrk 501	I
		Bl Lac	I/II	1ES 1959+650	I
				1ES 2344+514	I

Cette nouvelle classification cinématique des blazars que je propose montre un lien fort avec la classification spectrale standard. La découverte d'un lien entre **LBLs/IBLs** et une cinématique particulière des nodules radio nous donne de grands espoirs pour améliorer notre compréhension des transitions entre les différents jets d'**AGN**.

III.3.3.2 Recoupement avec le type de morphologie des jets radio

De même que pour la classification spectrale, il est intéressant d'étudier le lien entre la cinématique des nodules et la classification radio des jets étendus. Pour cela je m'appuie sur l'étude de [Kharb et al. \(2010\)](#) qui ont relevé les propriétés radio des jets étendus de 135 **AGN** observés à 1.4 GHz avec **MOJAVE**, dont j'en ai déjà brièvement discuté en Section III.1.1 ; cent vingt de ces sources sont présentes dans notre sélection. La classification morphologique est fortement dépendante de la luminosité radio du jet étendu L_{ext} , je reprend les critères utilisés par [Kharb et al. \(2010\)](#) et [Landt et al. \(2006\)](#) où le domaine

4. <http://tevcat.uchicago.edu/>

des **FR II** correspond à des luminosités $L_{ext} \geq 10^{26} \text{ W.Hz}^{-1}$, celui des **FR I** à $L_{ext} \leq 10^{24.5} \text{ W.Hz}^{-1}$, et une zone indifférenciée FR I/II entre les deux. Je présente le recouplement de notre classification cinématique avec cette caractérisation en Figure III.3.6.

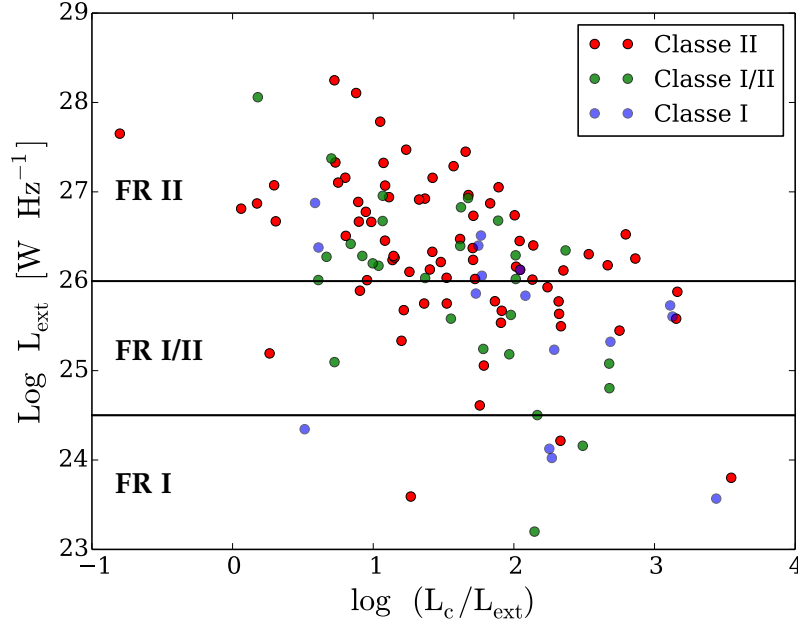


FIGURE III.3.6 – Luminosité radio du jet étendu en fonction du rapport de luminosité radio entre le cœur et le jet étendu. Les lignes noires horizontales marquent les régions où les puissances radio des jets étendus sont typiques des FR I et des FR II.

On remarque tout d’abord que la majorité des sources sélectionnées ont une forte luminosité radio de jet étendu correspondant au domaine des **FR II**, et que les classes cinématiques sont très dispersées sans corrélations évidentes dans ce diagramme. Cependant les médianes de ces distributions favorisent une continuité entre les trois classes cinématiques suivant la luminosité du jet étendu et le rapport de luminosités entre le cœur et le jet étendu, que j’exprime en Table III.3.6. Les classes I/II et II ont des médianes trop proches pour y observer un effet distinctif, contrairement à la classe I qui présente une domination du cœur radio plus forte avec un jet étendu plus faible que les autres classes.

TABLE III.3.6 – Médianes des luminosités des jets radio étendus ($\log [\text{W.Hz}^{-1}]$) et des rapports de luminosités entre le cœur et le jet étendu pour les différentes classes cinématiques VLBI.

	nb	$\log(L_{ext})$	$\log(L_c / L_{ext})$
Classe I	16	25.78	2.06
Classe I/II	29	26.24	1.62
Classe II	75	26.29	1.50

La luminosité radio du jet étendu n’est donc pas fortement associée à la cinématique des nœuds **VLBI**. Ceci nous laisse penser qu’à grande échelle le jet radio n’est pas un

indicateur performant pour identifier un blazar intermédiaire, car trop dépendant des conditions du milieu extragalactique.

III.3.3.3 Facteurs Doppler, facteurs de Lorentz et angles de visée

Ayant accès à la vitesse apparente, au diamètre et à la luminosité de chaque nodule présent dans notre sélection de sources (Lister et al. 2013), nous pouvons utiliser ces informations pour caractériser les propriétés des différentes classes I, I/II et II.

j'ai montré lors de l'étude d'Ap Lib que les mouvements apparents des nodules radio pouvaient être associés avec succès au facteur Doppler de la zone compacte d'émission SSC. Cependant, dans le cas de sources de classe I les nodules radios sont quasi-stationnaires, leur mouvement n'est donc pas représentatif du facteur Doppler sous-jacent des particules. Je fais donc cette association que dans le cas des sources de classes I/II et II où je détermine ce facteur Doppler par la vitesse apparente maximale des nodules.

La détermination du facteur Doppler δ dépend de la vitesse apparente β_{app} ainsi que de l'angle θ entre la direction de déplacement (le jet) et la ligne de visée. En suivant les équations développées en Section III.2.4.2, nous pouvons exprimer le facteur Doppler comme ceci :

$$\delta(\theta, \beta_{app}) = \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \theta}{\beta_{app}} + \cos \theta \right)^{-2}} \left(1 + \frac{\beta_{app}}{\tan \theta} \right). \quad (3.1)$$

De manière à déterminer des angles θ réalistes pour les sources de notre sélection, je simule la probabilité de détection d'une source en fonction de cet angle et de la vitesse apparente mesurée $P(\theta, \beta_{app})$. Pour chaque source l'angle θ sera choisi au maximum de cette distribution de probabilité.

Cette distribution dépend de deux paramètres : La répartition intrinsèque de la direction des jets projetée sur le plan du ciel $P_{proj}(\theta)$ et la probabilité de détection d'une source donnée $P_{det}(\theta, \beta_{app})$.

Les jets d'AGN sont supposés être répartis de manière isotrope. Le nombre de sources avec $\theta \in [\theta_1, \theta_2]$, ($\theta_1 < \theta_2$), est donc proportionnel à l'aire de la couronne d'angle solide $\theta_2 - \theta_1$. Nous pouvons donc écrire la probabilité $P_{proj}(\theta_n)$ telle que

$$P_{proj}(\theta_n) \propto [\cos \theta_{n-1} - \cos \theta_n]. \quad (3.2)$$

Comme nous pouvons le voir en Figure III.3.7 cette répartition favorise les très grands angles avec la ligne de visée. Si les jets d'AGN n'étaient pas relativistes nous devrions donc observer une population de blazars très faible comparée à celle des radiogalaxies. Or les jets sont relativistes, et les phénomènes d'aberrations relativistes surexposent les blazars. Je propose maintenant un moyen de quantifier cette surexposition.

Usuellement on estime une détection lorsque le rapport Signal/Bruit (S/B) $> 5\sigma$, plus une source atteindra rapidement le seuil de détection, plus sa probabilité de détection sera grande. Cette probabilité est donc proportionnelle au rapport S/B mesuré par un

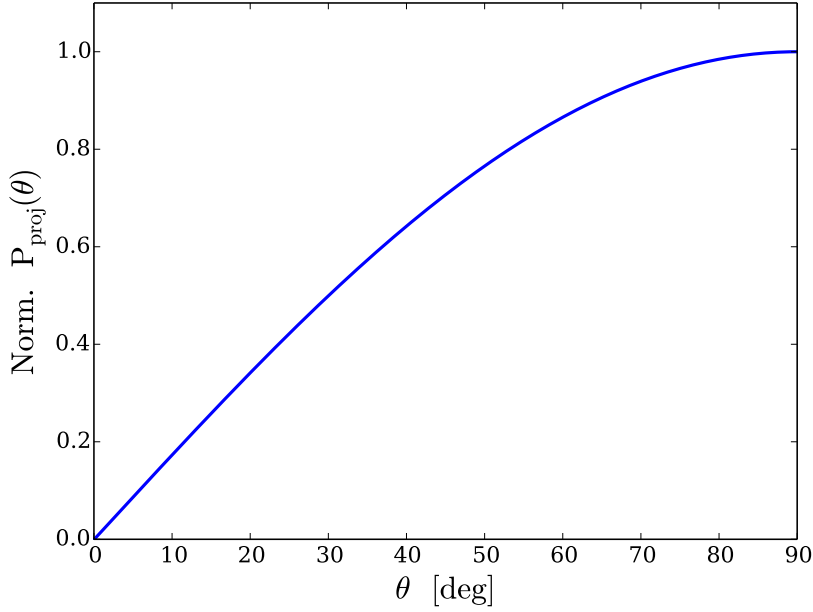


FIGURE III.3.7 – Répartition normalisée des jets suivant leur angle avec la ligne de visée.

télescope dans un intervalle de temps Δt . Ce rapport S/B évoluant suivant la racine carrée du flux F d'une source, la probabilité de détection peut donc s'exprimer de la forme $P_{det.}(F) \propto \sqrt{F}$.

Sachant que le flux radio d'un jet provient du rayonnement synchrotron de particules amplifié par effet Doppler, et que ce spectre est relativement plat ($F(\nu) \propto \nu^0$), nous avons la relation $F \propto \delta^3$. En utilisant l'équation 3.1, nous pouvons écrire une probabilité de détection dépendant de l'angle θ et de la vitesse apparente des nodules β_{app} :

$$P_{det.}(\theta, \beta_{app}) \propto \sqrt{\delta^3(\theta, \beta_{app})}. \quad (3.3)$$

Grâce au produit de la répartition des sources $P_{proj}(\theta)$ et celui de la probabilité de détection d'une source donnée $P_{det.}(\theta, \beta_{app})$, nous pouvons obtenir une probabilité de direction d'un jet

$$P(\theta, \beta_{app}) \propto P_{proj}(\theta) \times P_{det.}(\theta, \beta_{app}). \quad (3.4)$$

β_{app} étant une observable, cette probabilité est seulement fonction de l'angle θ . Ainsi pour chaque source présentant une vitesse apparente représentative du mouvement du flux des particules dans le jet, nous pouvons déterminer l'angle le plus probable de ce jet avec la ligne de visée, tel que présenté en Figure III.3.8.

Cette méthode est très efficace pour de grandes vitesses apparentes car la distribution de probabilité est très piquée aux petits angles. Elle l'est beaucoup moins pour de faibles vitesses car la distribution de probabilité s'approche de la distribution isotrope des jets qui est peu contraignante pour l'angle. La distribution angulaire des sources de classes I/II et II déduite de cette méthode est ainsi présentée en Figure III.3.9.

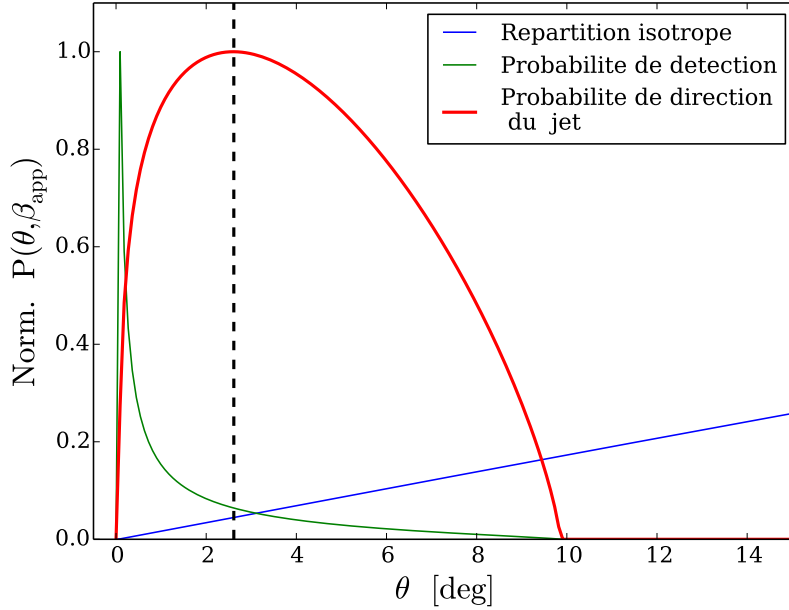


FIGURE III.3.8 – Probabilité normalisée de direction d'un jet par rapport à la ligne de visée pour une vitesse apparente donnée. La distribution présentée ici prend en compte la médiane des vitesses apparentes maximales des sources de classe II de notre échantillon, soit $\beta_{app} = 11.6$ c. La ligne pointillée représente l'angle du jet ayant la probabilité maximale, $\theta = 2.6$ deg.

Cette distribution angulaire permet de déduire la distribution des facteurs Doppler via l'équation 3.1.

De même, nous pouvons déduire le facteur de Lorentz $\Gamma(\theta, \beta_{app})$ le plus probable pour ces sources via l'équation,

$$\Gamma(\theta, \beta_{app}) = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\sin \theta}{\beta_{app}} + \cos \theta \right)^{-2}}}. \quad (3.5)$$

Les distributions des facteurs Doppler et de Lorentz sont données en Figure III.3.10. Nous pouvons voir que les maximums des distributions des classes I/II et II coïncident, laissant supposer des processus d'accélération d'ensemble identiques. On peut aussi noter que la classe II présente une dispersion plus grande des facteurs Doppler et de Lorentz que la classe I/II.

Une autre méthode utilisée pour déterminer les angles d'observation est celle de "l'énergie minimum". Partant du principe de moindre action (la nature a horreur des efforts inutiles), nous pouvons supposer que l'angle d'observation d'un jet correspond à celui minimisant l'énergie intrinsèque du jet. C'est à dire qu'ayant mesuré une vitesse apparente, nous pouvons déterminer un angle correspondant à un facteur de Lorentz minimal. Voici par exemple en Figure III.3.11 le couple Γ, θ minimisant l'énergie d'un jet pour une vitesse apparente de $\beta_{app} = 11.6$ c.

cette méthode est relativement proche de celle de l'énergie minimum, je ne suis donc

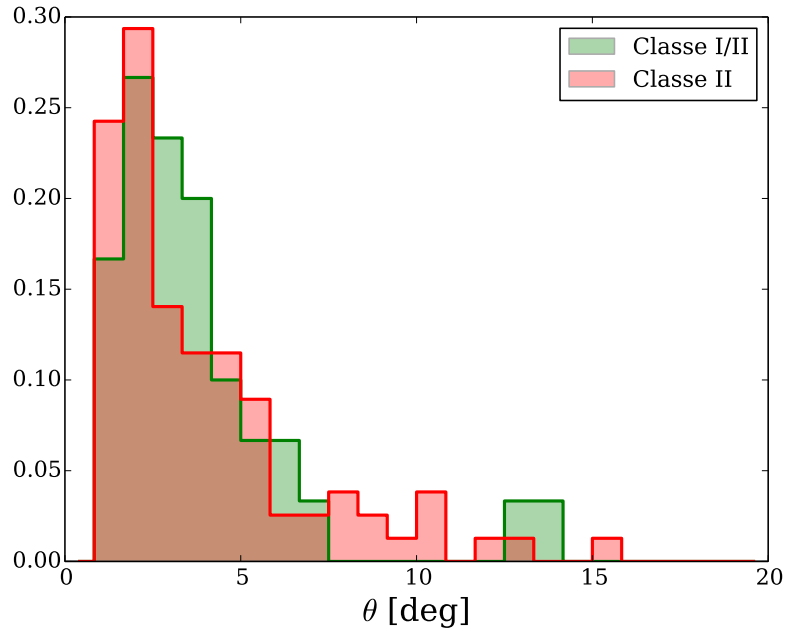


FIGURE III.3.9 – Distribution des angles θ les plus probables pour les classes I/II et II. Les surfaces sont normalisées.

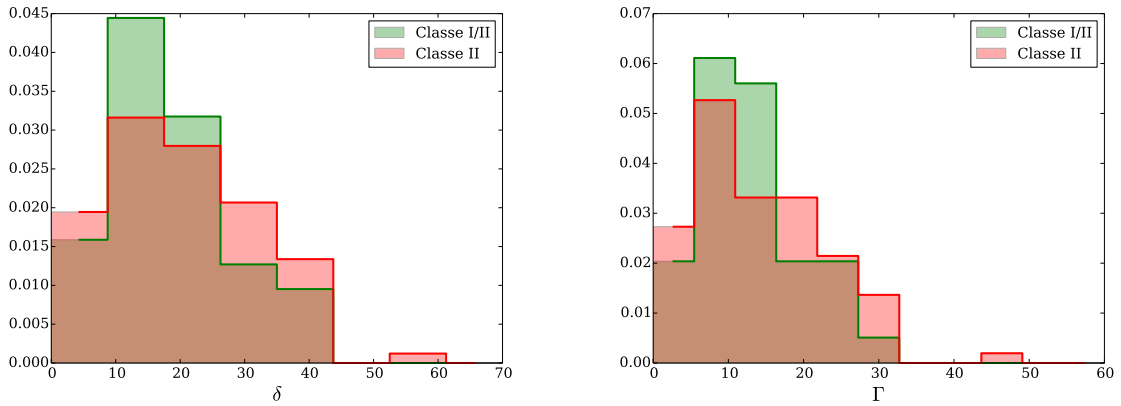


FIGURE III.3.10 – Distribution des facteurs Doppler et de Lorentz les plus probables pour les classes I/II et II. Les surfaces sont normalisées.

pas en contradiction avec le principe de moindre action (voir Figure III.3.12). Les angles d'observation ainsi que les facteur Doppler et de Lorentz calculés dans cette section sont reportés pour toutes les sources de classe I/II et II dans la Table III.3.8.

III.3.3.4 Angles d'ouverture du jet interne

Lors de l'étude d'Ap Lib, j'ai montré que les nodules de la source présentent une taille croissant de manière linéaire en fonction de leur distance au cœur radio. Ceci m'a permis de définir un angle d'ouverture du jet interne représenté par le chapelet de nodules. J'applique maintenant cette méthode à tous les blazars sélectionnés afin de déterminer si

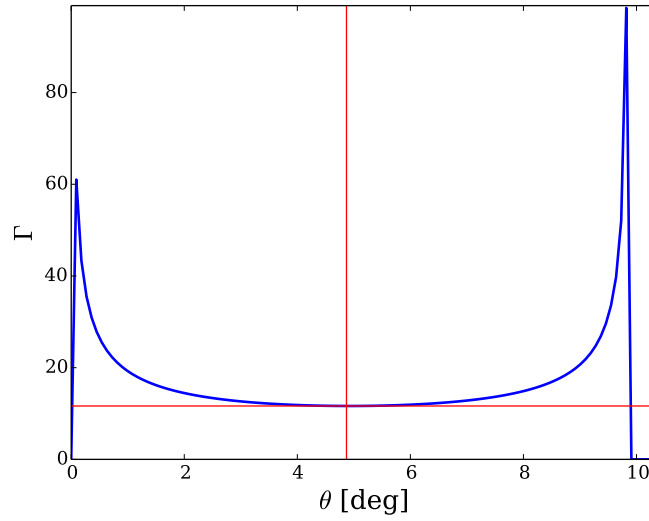


FIGURE III.3.11 – Évolution du facteur de Lorentz suivant l'angle d'observation pour une vitesse apparente de $\beta_{app} = 11.6 c$. Les lignes rouges se croisent au facteur de Lorentz minimum $\Gamma = 11.64$ correspondant à un angle $\theta = 4.87$ deg.

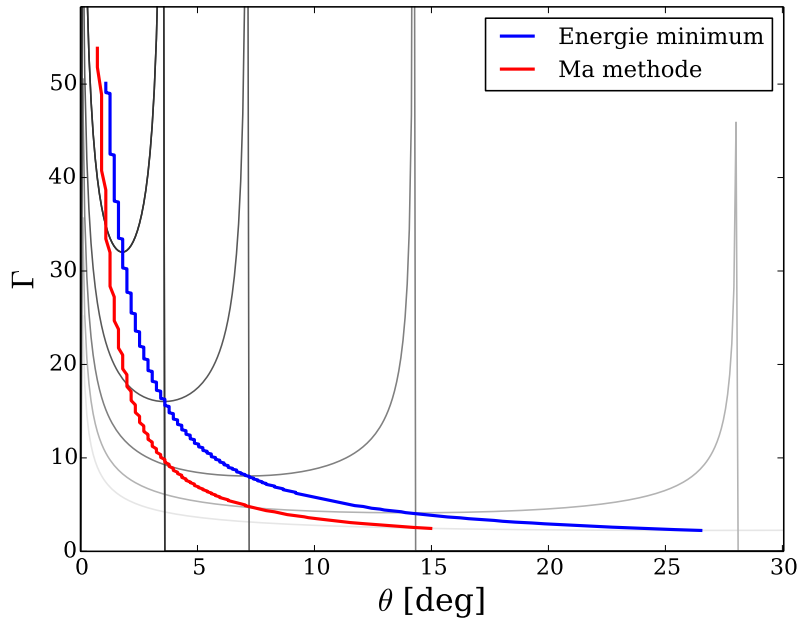


FIGURE III.3.12 – Détermination du facteur de Lorentz et de l'angle d'un jet pour différentes valeurs de vitesses apparentes $\beta_{app} \in [2; 50] c$. On compare les résultats donnés par notre méthode développée ci-dessus et la méthode de l'énergie minimum. Les courbes en échelle de gris présentent l'évolution du facteur de Lorentz en fonction de l'angle pour différentes vitesses apparentes données ($2c$, $4c$, $8c$, $16c$ et $32c$).

les angles d'ouverture des jets internes dépendent de la classe et donc de la cinétique des nodules.

Le diamètre des nodules est estimé par la largeur à mi-hauteur d'une gaussienne ajustée sur leur distribution de flux radio (Lister et al. 2013). On évalue l'angle d'ouverture

apparent α_{app} en effectuant une régression linéaire sur ce diamètre en fonction de la distance apparente des nodules au cœur radio.

On estime l'approximation conique du jet interne valide si le coefficient de corrélation de la régression linéaire $R^2 > 0.1$. Seulement quatre sources de notre échantillon ne passent pas ce critère, nous avons donc 98% de l'échantillon compatible avec un jet interne conique. La distribution ainsi déduite des angles α_{app} est montrée pour chaque classe en Figure III.3.13, ces angles sont reportés pour chaque source en Table III.3.8.

Sachant que l'angle d'ouverture intrinsèque du jet interne $\alpha = \alpha_{app} \sin(\theta)$, je peux estimer l'angle α d'après la valeur de l'angle du jet avec la ligne de visée θ calculée précédemment. N'ayant pas de contraintes fortes sur l'angle θ des sources de classe I, je présente ces résultats seulement pour les classes I/II et II. La distribution des angles d'ouverture intrinsèques est présentée en Figure III.3.14 et les résultats source par source sont dans la Table III.3.8. Nous remarquons ici que l'angle d'ouverture du jet interne n'est pas discriminant entre les classes I/II et II, la médiane de ces distributions étant respectivement de 0.79 et 0.74 degrés.

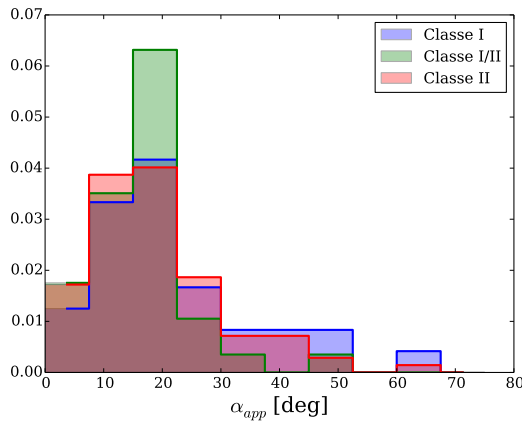


FIGURE III.3.13 – Distribution des angles d'ouverture apparents du jet interne pour les classes I, I/II et II. Les surfaces sont normalisées.

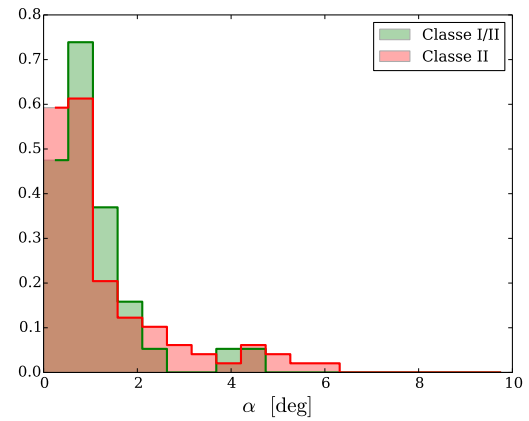


FIGURE III.3.14 – Distribution des angles d'ouverture intrinsèques du jet interne pour les classes I/II et II. Les surfaces sont normalisées.

III.3.3.5 Évolution des nodules radio

J'ai montré, en me basant sur la vitesse maximale apparente des nodules radio, que les classes I/II et II ne présentent pas de différences significatives au niveau des angles d'observation, des facteurs Doppler et de Lorentz, et aussi des angles d'ouverture du jet interne. Pourtant la cinématique des nodules VLBI présente bien des différences significatives entre ces deux classes, ainsi qu'une concordance avec les différentes classes spectrales.

J'approfondis maintenant cette enquête par l'étude de l'évolution des nodules radio au cours du temps, en effet l'intensité radio ainsi que la taille des nodules sont reportés pour

chaque observation dans [Lister et al. \(2013\)](#). Cette fois je peux aussi prendre en compte la classe I.

Pour chaque source l'évolution médiane du flux dF_k/dt des nodules ainsi que l'évolution médiane de leur diamètre dD_k/dt sont déterminées. Afin de ne pas sur-représenter certains nodules, on pondère l'importance de chaque nodule par son temps de visibilité en radio. Je peux ainsi évaluer un régime d'évolution pour chaque jet. Je représente dans la Figure [III.3.15](#) le pourcentage de sources de chaque classe dans les quatre régimes définis par les signes de dF_k/dt et de dD_k/dt . Afin de clarifier notre propos on assimile les évolutions $dF_k/dt > 0$ et $dF_k/dt < 0$ à de l'échauffement et du refroidissement respectifs, ainsi que $dD_k/dt > 0$ et $dD_k/dt < 0$ à une expansion et contraction. On suppose un régime adiabatique si $dF_k/dt \times dD_k/dt < 0$, c'est à dire un refroidissement lié à une contraction ou un échauffement lié à une expansion⁵.

Les résultats en Figure [III.3.15](#) sont très explicites de la différence de régime entre les classes. Cette représentation permet d'observer une nette évolution entre les différentes classes.

Bien que les trois classes présentent une portion importante de sources dominées par le refroidissement adiabatique, cette domination devient graduellement très effective pour les classes I/II et II. On passe ainsi de 40% des sources de classe I à 74% et 83% des sources pour les classes I/II et II. Les valeurs de refroidissement et d'expansion médiane des différentes classes montrent elles aussi cette évolution comme on peut le voir en Table [III.3.7](#).

Classe	dF_k/dt [Jy/jour]	dD_k/dt [pc/jour]
I	-2.56×10^{-6}	5.89×10^{-5}
I/II	-1.66×10^{-5}	4.40×10^{-4}
II	-4.85×10^{-5}	5.26×10^{-4}

TABLE III.3.7 – Médiane de l'évolution de diamètre et de flux des nodule pour les trois classes, illustrant le changement de régime dominant d'une classe à l'autre.

5. Les termes échauffement et refroidissement sont des abus de langage car il s'agit d'évolution de luminosité d'une population de particules relativistes. Ces termes sont utilisées pour une illustration simple de l'évolution des jets.

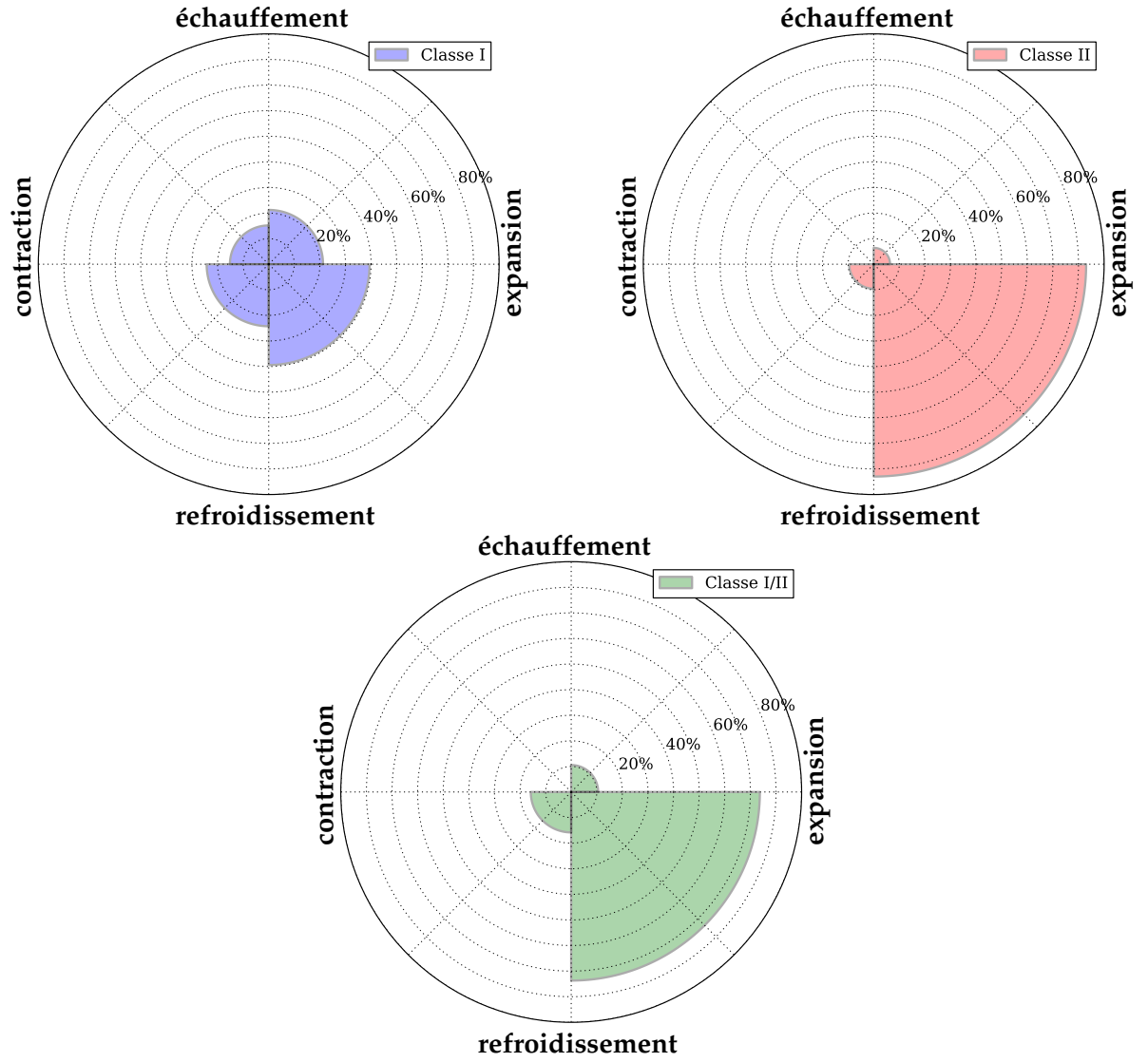


FIGURE III.3.15 – Répartition de l'évolution des nodules pour les trois classes suivant les quatre régimes possibles : échauffement + contraction, échauffement + expansion, refroidissement + contraction, refroidissement + expansion.

TABLE III.3.8 – Classification cinématique et paramètres physiques de notre échantillon de sources. α_{app} et α représentent respectivement les angles d'ouverture apparents et intrinsèques du jet interne.

Source	Nom commun	Classe spectrale	Classe cinématique	θ [deg]	δ	Γ	α_{app} [deg]	α [deg]
0003-066	NRAO 005	LSP BL Lac	I/II	3.6	14.0	9.6	12.6	0.8
0003+380	S4 0003+38	FSRQ	I/II	6.5	7.8	5.3	19.3	2.2
0010+405	4C +40.01	SSRQ	I/II	4.3	11.7	7.9	5.3	0.4
0016+731	S5 0016+73	FSRQ	II	3.8	13.5	9.3	47.0	3.1
0048-097	PKS 0048-09	ISP BL Lac	I	-	-	-	35.3	-
0059+581	TXS 0059+581	FSRQ	II	3.4	14.8	10.1	18.5	1.1
0106+013	4C +01.02	FSRQ	II	1.4	36.6	26.5	22.8	0.6

TABLE III.3.8 – *continued.*

Source	Common name	Spectral class	Knot class	θ [deg]	δ	Γ	α_{app} [deg]	α [deg]
0110+318	4C +31.03	SSRQ	II	1.8	28.7	20.1	7.1	0.2
0111+021	UGC 00773	BL Lac	I	-	-	-	6.5	-
0119+115	PKS 0119+11	FSRQ	I/II	1.8	28.9	20.4	20.7	0.7
0133+476	DA 55	FSRQ	II	2.2	24.1	17.0	14.6	0.6
0202+149	4C +15.05	FSRQ	II	2.0	25.8	17.8	10.5	0.4
0212+735	S5 0212+73	FSRQ	II	4.7	10.9	7.5	12.9	1.1
0215+015	OD 026	FSRQ	II	1.3	41.1	28.8	36.3	0.8
0219+428	3C 66A	ISP BL Lac	I/II	3.4	16.2	21.5	20.8	1.2
0224+671	4C +67.05	FSRQ	I/II	2.3	22.0	15.3	19.1	0.8
0234+285	4C +28.07	FSRQ	II	1.6	32.7	23.8	21.8	0.6
0235+164	AO 0235+164	FSRQ	I	-	-	-	47.3	-
0241+622	7C 0241+6215	FSRQ	I	-	-	-	15.7	-
0250-225	OD -283	FSRQ	II	4.3	11.7	8.0	27.9	2.1
0300+470	4C +47.08	LSP BL Lac	I/II	5.1	11.0	14.6	25.5	2.2
0333+321	NRAO 140	FSRQ	I/II	2.5	20.6	14.4	16.4	0.7
0336-019	CTA 26	FSRQ	I/II	1.4	36.6	26.5	11.8	0.3
0355+508	NRAO 150	FSRQ	I	-	-	-	5.5	-
0403-132	PKS 0403-13	FSRQ	I/II	1.6	32.2	22.8	10.8	0.3
0420-014	PKS 0420-01	FSRQ	II	5.2	9.7	6.6	17.3	1.6
0422+004	PKS 0422+00	LSP BL Lac	I	-	-	-	0.8	-
0430+052	3C 120	FSRQ	II	4.7	10.8	7.4	5.2	0.4
0440-003	NRAO 190	FSRQ	I	-	-	-	5.2	-
0446+112	PKS 0446+11	FSRQ	II	4.5	11.2	7.7	39.3	3.1
0454-234	PKS 0454-234	FSRQ	II	5.1	10.1	6.9	61.5	5.4
0458-020	S3 0458-02	FSRQ	II	2.3	21.9	15.2	10.0	0.4
0528+134	PKS 0528+134	FSRQ	II	1.8	28.3	19.5	19.9	0.6
0529+075	OG 050	FSRQ	II	1.8	28.6	20.0	47.4	1.5
0529+483	TXS 0529+483	FSRQ	II	1.6	31.7	22.1	21.1	0.6
0539-057	PKS 0539-057	FSRQ	II	4.0	12.8	8.8	21.0	1.5
0552+398	DA 193	FSRQ	I	-	-	-	41.7	-
0605-085	OC -010	FSRQ	II	1.8	29.2	20.9	21.3	0.7
0607-157	PKS 0607-15	FSRQ	I	-	-	-	8.6	-
0642+449	OH 471	FSRQ	II	3.6	14.1	9.7	15.3	1.0
0716+332	B2 0716+33	FSRQ	I	-	-	-	25.5	-
0716+714	S5 0716+714	LSP BL Lac	II	1.8	28.9	20.5	19.8	0.6
0723-008	PKS 0723-008	LSP BL Lac	I	-	-	-	23.1	-
0727-115	PKS 0727-11	FSRQ	I	-	-	-	41.2	-
0730+504	TXS 0730+504	FSRQ	I/II	2.3	22.1	15.6	14.2	0.6

TABLE III.3.8 – *continued.*

Source	Common name	Spectral class	Knot class	θ [deg]	δ	Γ	α_{app} [deg]	α [deg]
0735+178	OI 158	FSRQ	I/II	6.0	8.5	5.8	17.3	1.8
0736+017	OI 061	FSRQ	II	2.3	22.0	15.3	18.1	0.7
0738+313	OI 363	FSRQ	II	2.9	17.6	12.1	8.3	0.4
0742+103	PKS B0742+103	GPS ₁ Quasar	II	10.8	4.7	3.3	18.6	3.5
0745+241	S3 0745+24	FSRQ	I/II	4.7	10.9	7.5	16.3	1.3
0748+126	OI 280	FSRQ	II	2.2	23.7	16.3	18.2	0.7
0754+100	PKS 0754+100	ISP BL Lac	I/II	2.2	23.6	16.2	22.7	0.9
0804+499	OJ 508	FSRQ	I	-	-	-	22.4	-
0805-077	PKS 0805-07	FSRQ	II	0.9	59.7	44.5	12.4	0.2
0808+019	OJ 014	LSP BL Lac	II	2.3	22.0	15.3	23.6	1.0
0827+243	OJ 248	FSRQ	II	1.6	31.7	22.1	25.7	0.7
0829+046	OJ 049	LSP BL Lac	I/II	3.1	16.6	11.4	20.8	1.1
0834-201	PKS 0834-20	FSRQ	II	4.3	11.7	7.9	40.6	3.1
0836+710	4C +71.07	FSRQ	II	1.6	32.3	23.1	9.8	0.3
0838+133	3C 207	FSRQ	II	2.9	17.7	12.1	4.5	0.2
0851+202	OJ 287	ISP BL Lac	I/II	2.2	23.9	16.8	25.5	1.0
0859-140	PKS B0859-140	CSS Quasar	II	4.9	10.4	7.0	8.7	0.7
0906+015	4C +01.24	FSRQ	II	1.4	35.6	24.7	6.0	0.2
0917+449	S4 0917+44	LSP Quasar	I	-	-	-	17.8	-
0917+624	OK 630	FSRQ	II	2.7	19.1	13.4	18.0	0.8
0923+392	4C +39.25	FSRQ	II	10.8	4.7	3.3	-	-
0945+408	4C +40.24	FSRQ	II	1.6	31.9	22.4	12.4	0.4
0946+006	PMN J0948+0022	Unknown	I	-	-	-	23.5	-
0954+658	S4 0954+65	FSRQ	II	2.5	20.4	14.2	31.2	1.4
0955+476	OK 492	FSRQ	II	5.1	10.1	6.9	29.8	2.6
1011+496	1ES 1011+496	HSP BL Lac	I	-	-	-	11.3	-
1036+054	PKS 1036+054	FSRQ	II	5.2	9.7	6.6	17.8	1.6
1038+064	4C +06.41	FSRQ	II	2.9	17.6	12.1	4.1	0.2
1045-188	PKS 1045-18	FSRQ	II	2.9	17.5	12.0	5.5	0.3
1055+018	4C +01.28	FSRQ	I/II	3.8	13.4	9.2	19.6	1.3
1101+384	Mrk 421	HSP BL Lac	I	-	-	-	20.2	-
1118-056	PKS 1118-05	FSRQ	II	5.1	10.1	6.9	19.0	1.7
1124-186	PKS 1124-186	FSRQ	I	-	-	-	24.6	-
1127-145	PKS 1127-14	FSRQ	I/II	2.2	23.8	16.6	5.5	0.2
1150+497	4C +49.22	FSRQ	II	1.8	28.4	19.6	16.1	0.5
1150+812	S5 1150+81	FSRQ	II	3.1	16.6	11.4	14.5	0.8
1156+295	4C +29.45	FSRQ	II	1.4	36.7	26.6	26.2	0.7
1215+303	ON 325	HSP BL Lac	I	-	-	-	13.8	-

TABLE III.3.8 – *continued.*

Source	Common name	Spectral class	Knot class	θ [deg]	δ	Γ	α_{app} [deg]	α [deg]
1219+044	4C +04.42	FSRQ	I	-	-	-	10.3	-
1219+285	W Comae	ISP BL Lac	I/II	3.4	14.9	10.3	15.9	1.0
1222+216	4C +21.35	FSRQ	II	1.3	41.3	29.2	6.8	0.1
1226+023	3C 273	FSRQ	II	2.2	23.8	16.6	7.3	0.3
1236+049	BZQ J1239+0443	FSRQ	II	8.5	6.0	4.1	28.6	4.2
1244-255	PKS 1244-255	FSRQ	II	9.4	5.4	3.8	38.2	6.2
1253-055	3C 279	FSRQ	I/II	1.6	32.1	22.7	6.3	0.2
1324+224	B2 1324+22	FSRQ	I	-	-	-	62.3	-
1329-049	OP -050	FSRQ	II	4.0	12.8	8.8	14.6	1.0
1334-127	PKS 1335-127	FSRQ	II	2.0	26.0	18.1	12.0	0.4
1406-076	PKS B1406-076	FSRQ	II	1.3	42.1	30.7	14.3	0.3
1413+135	PKS B1413+135	LSP BL Lac	I	-	-	-	7.7	-
1417+385	B3 1417+385	FSRQ	II	2.2	24.1	17.0	-	-
1418+546	OQ 530	LSP BL Lac	I/II	6.7	7.6	5.2	14.0	1.6
1458+718	3C 309.1	CSS Quasar	II	4.7	10.9	7.5	4.5	0.4
1502+106	OR 103	FSRQ	II	1.8	28.4	19.6	39.3	1.2
1504-166	PKS 1504-167	FSRQ	II	7.6	6.7	4.6	14.2	1.9
1510-089	PKS 1510-08	FSRQ	II	1.3	41.9	30.3	18.5	0.4
1514-241	AP Librae	LSP BL Lac	I/II	4.7	10.8	7.3	16.6	1.4
1520+319	B2 1520+31	FSRQ	I	-	-	-	47.0	-
1538+149	4C +14.60	LSP BL Lac	I/II	3.6	14.2	9.8	21.1	1.3
1546+027	PKS 1546+027	FSRQ	II	2.7	19.1	13.4	16.1	0.8
1548+056	4C +05.64	FSRQ	II	2.7	18.9	13.0	12.8	0.6
1551+130	OR 186	FSRQ	II	3.6	14.2	9.8	11.5	0.7
1606+106	4C +10.45	FSRQ	II	1.8	29.1	20.8	17.2	0.5
1611+343	DA 406	FSRQ	II	1.3	42.4	31.3	16.4	0.4
1622-297	PKS 1622-29	FSRQ	II	1.8	28.9	20.5	10.4	0.3
1633+382	4C +38.41	FSRQ	II	1.3	42.4	31.3	12.4	0.3
1637+574	OS 562	FSRQ	II	2.3	21.9	15.2	12.0	0.5
1641+399	3C 345	FSRQ	II	1.8	29.2	21.0	19.6	0.6
1642+690	4C +69.21	FSRQ	I/II	2.2	23.6	16.3	13.8	0.5
1652+398	Mrk 501	HSP BL Lac	I	-	-	-	16.0	-
1655+077	PKS 1655+077	FSRQ	II	2.2	23.8	16.5	4.6	0.2
1700+685	TXS 1700+685	FSRQ	II	4.0	12.9	8.9	14.8	1.0
1726+455	S4 1726+45	FSRQ	II	13.0	4.0	2.8	17.3	3.9
1730-130	NRAO 530	FSRQ	II	1.3	41.7	29.8	7.4	0.2
1739+522	4C +51.37	FSRQ	I	-	-	-	33.6	-
1741-038	PKS 1741-03	FSRQ	I	-	-	-	9.1	-

TABLE III.3.8 – *continued.*

Source	Common name	Spectral class	Knot class	θ [deg]	δ	Γ	α_{app} [deg]	α [deg]
1749+096	4C +09.57	LSP BL Lac	II	4.0	12.9	8.9	19.6	1.4
1751+288	B2 1751+28	FSRQ	II	7.8	6.5	4.5	15.2	2.1
1758+388	B3 1758+388B	FSRQ	I/II	13.5	3.8	2.7	17.2	4.0
1800+440	S4 1800+44	FSRQ	II	2.2	24.1	17.0	12.2	0.5
1803+784	S5 1803+784	LSP BL Lac	I/II	2.9	17.7	12.2	25.5	1.3
1807+698	3C 371	ISP BL Lac	I	-	-	-	8.6	-
1823+568	4C +56.27	LSP BL Lac	I/II	1.3	41.1	28.9	7.5	0.2
1828+487	3C 380	CSS Quasar	I/II	2.5	20.6	14.5	10.7	0.5
1846+322	B2 1846+32A	FSRQ	II	4.5	11.3	7.7	32.4	2.5
1849+670	S4 1849+67	FSRQ	I/II	1.4	36.1	25.4	21.9	0.6
1908-201	PKS B1908-201	FSRQ	II	6.9	7.4	5.1	42.4	5.1
1928+738	4C +73.18	FSRQ	II	3.8	13.5	9.2	10.3	0.7
1936-155	PKS 1936-15	FSRQ	I/II	5.6	9.0	6.2	16.1	1.6
1958-179	PKS 1958-179	FSRQ	I	-	-	-	16.0	-
1959+650	1ES 1959+650	HSP BL Lac	I	-	-	-	23.3	-
2005+403	TXS 2005+403	FSRQ	I/II	3.1	16.5	11.3	14.8	0.8
2007+777	S5 2007+77	ISP BL Lac	I	-	-	-	16.1	-
2008-159	PKS 2008-159	FSRQ	II	6.1	8.2	5.6	9.1	1.0
2013+370	MG2 J201534+3710	FSRQ	I/II	2.5	20.3	14.0	18.3	0.8
2021+317	4C +31.56	Unknown	II	8.5	6.0	4.1	31.7	4.7
2022-077	PKS 2023-07	FSRQ	II	1.4	36.1	25.5	29.7	0.7
2023+335	B2 2023+33	FSRQ	I	-	-	-	17.5	-
2037+511	3C 418	FSRQ	II	7.9	6.4	4.4	17.9	2.5
2121+053	OX 036	FSRQ	II	2.7	18.9	13.1	23.9	1.1
2128-123	PKS 2128-12	FSRQ	I/II	5.1	10.0	6.9	5.2	0.5
2134+004	PKS 2134+004	FSRQ	II	6.0	8.5	5.8	7.9	0.8
2136+141	OX 161	FSRQ	II	7.2	7.0	4.8	36.7	4.6
2141+175	OX 169	FSRQ	II	12.1	4.2	3.0	22.7	4.8
2145+067	4C +06.69	FSRQ	II	10.6	4.8	3.3	19.8	3.7
2155-152	PKS 2155-152	FSRQ	II	1.8	28.7	20.1	16.6	0.5
2200+420	BL Lacertae	ISP BL Lac	I/II	3.1	16.5	11.3	31.6	1.7
2201+171	PKS 2201+171	FSRQ	I/II	1.8	28.5	19.8	19.4	0.6
2201+315	4C +31.63	FSRQ	I/II	3.8	13.5	9.3	12.9	0.9
2209+236	PKS 2209+236	FSRQ	I/II	13.0	4.0	2.8	19.5	4.4
2216-038	PKS 2216-03	FSRQ	II	4.5	11.3	7.7	7.5	0.6
2223-052	3C 446	FSRQ	II	1.6	32.0	22.5	13.5	0.4
2230+114	CTA 102	FSRQ	I/II	3.6	14.2	9.8	12.5	0.8
2243-123	PKS 2243-123	FSRQ	II	5.8	8.8	6.0	13.3	1.3

TABLE III.3.8 – *continued.*

Source	Common name	Spectral class	Knot class	θ [deg]	δ	Γ	α_{app} [deg]	α [deg]
2254+074	PKS 2254+074	LSP BL Lac	I	-	-	-	20.4	-
2227-088	PHL 5225	FSRQ	II	15.3	3.4	2.4	8.7	2.3
2251+158	3C 454.3	FSRQ	II	2.3	22.0	15.3	17.3	0.7
2331+073	TXS 2331+073	FSRQ	II	5.6	9.0	6.2	24.4	2.4
2344+514	1ES 2344+514	HSP BL Lac	I	-	-	-	19.4	-
2345-167	PKS 2345-16	FSRQ	II	2.7	18.8	12.9	27.2	1.3
2351+456	4C +45.51	FSRQ	II	1.6	32.5	23.4	28.0	0.8

III.3.4 ÉTUDE D'UN BLAZAR INTERMÉDIAIRE, LE CAS DE BL LACERTAE

La cinématique hybride des nodules de la classe I/II est plutôt étonnante. Intuitivement on s'attendrait à une transition cinématique douce entre les classes I et II avec des nodules se déplaçant à des vitesses intermédiaires entre les deux, or la classe I/II présente des facteurs de Lorentz très proches de ceux de la classe II (voir Figure III.3.10). Le fait d'avoir des sources combinant des nodules stationnaires à la base du jet avec des nodules relativistes plus loin peut apporter des indices sur la cause de leur cinématique ainsi que sur l'origine de ces zones.

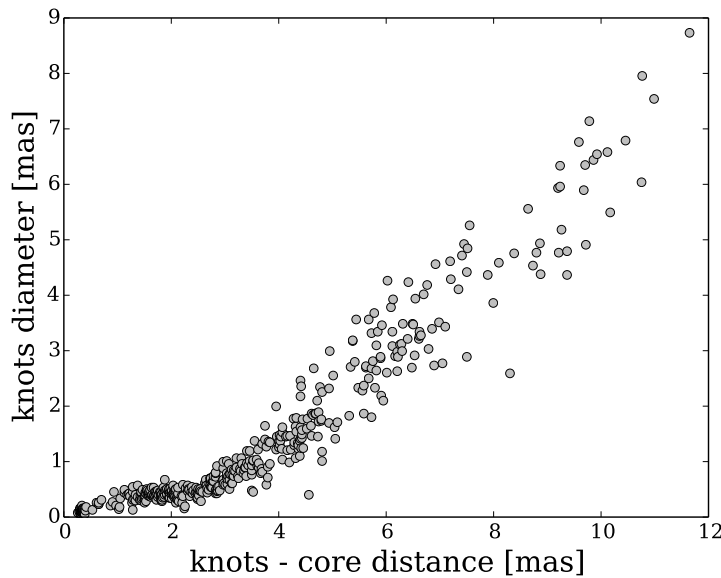


FIGURE III.3.16 – Diamètre apparent des nodules radio de Bl Lac en fonction de leur distance apparente au cœur. Un changement d'expansion des nodules important se produit à 2 mas du cœur. Diagramme réalisé à partir des données disponibles dans [Lister et al. \(2013\)](#).

Le blazar Bl Lac est probablement le représentant de la classe I/II le plus étudié en

multi-longueur d'onde et dont la cinématique radio du jet est la mieux suivie depuis des années. C'est pourquoi je choisis d'étudier avec attention la cinématique de cette source.

Nous remarquons dans la figure III.3.16, que j'ai réalisé à partir des données collectées par MOJAVE, que l'ouverture du jet interne de Bl Lac augmente fortement à 2 mas du cœur. Par un ajustement linéaire je déduis deux angles d'ouverture apparents du jet interne de $\alpha_{app,1} = 9.2^\circ$ pour $L_{app,jet} \leq 2$ mas et $\alpha_{app,2} = 38.3^\circ$ pour $L_{app,jet} > 2$ mas.

III.3.4.1 Nodules transitoires et propagation d'une perturbation

Par l'observation des mouvements apparents des nodules radio de Bl Lac je remarque que certains présentent une évolution rapide caractérisée par un changement de cinétique. C'est à dire que certains nodules passent rapidement d'un état quasi-stationnaire à un état de déplacement relativiste (voir Figure III.3.17). Je les appelle des nodules transitoires car ils témoignent d'une transition entre les nodules de classe I et ceux de classe II.

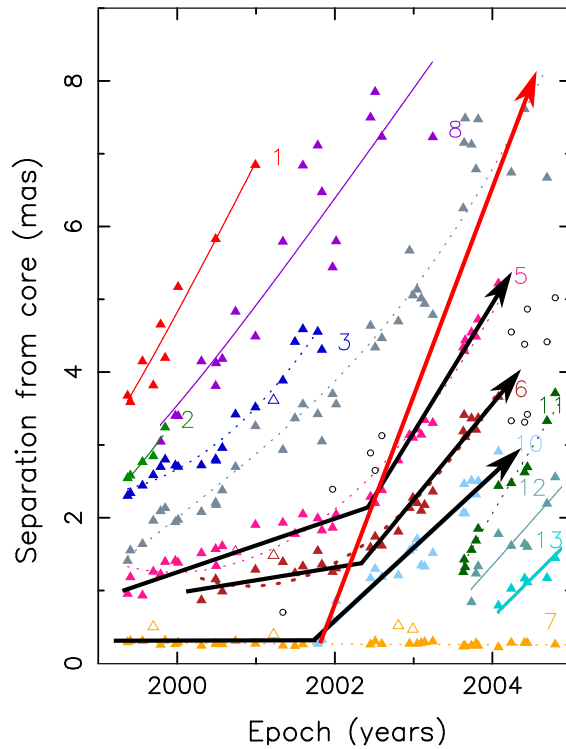


FIGURE III.3.17 – Distance des nodules au cœur radio de Bl Lac adaptée de [Lister et al. \(2013\)](#). Les nodules 5 et 6 sont observés comme transitoires, le nodule 10 semble être éjecté de la première zone stationnaire. La flèche rouge représente le déplacement d'une perturbation probable ayant modifié la cinématique de plusieurs nodules.

Sur la Figure III.3.17 on remarque que trois nodules (5,6 et 10) sont éjectés dans un intervalle de temps proche début 2002. Cette observation laisse supposer que la structure du jet interne a été perturbée sur plusieurs dizaines de parsecs pendant quelques mois dans le référentiel de l'observateur. L'écart temporel entre l'éjection du nodule 10 à la base du jet observé le 14 octobre 2001 et l'accélération du nodule 6 situé à 2.3 mas du

cœur vers le 7 juillet 2002 correspond à un intervalle de 266 jours. La vitesse apparente correspondante de cette perturbation est $\beta_{app,P} = 14.9$ c, supérieure à la vitesse apparente moyenne du nodule le plus rapide observé en VLBI pour Bl Lac qui est de 9.95 c.

Le déplacement de cette perturbation pourrait être un indicateur plus fiable de la vitesse des particules dans le jet que le déplacement des nodules. En effet les nodules présentent une densité de particules très probablement supérieure au flux sous-jacent. En admettant que ce flux de particules entraîne les nodules le long de leur parcours, il en résulte une vitesse moyenne des nodules représentative de ce flux mais forcément sous-estimée. Le cas des sources de classe II est différent, les nodules sont en mouvement relativiste dès la base du jet, arrivant rapidement à un équilibre cinétique avec le flux sous-jacent et seraient donc des marqueurs efficaces de ce flux.

Pour les sources de type I/II, les nodules sont en mouvement plus loin avec un flux de particules sous-jacent probablement plus faible et sont donc des marqueurs moins fiables. Comme expliqué dans la section précédente je sélectionne le nodule le plus rapide observé pour minimiser ce biais, cependant une incertitude peut persister.

Ayant la chance d'avoir une trace directe du mouvement des particules du jet interne via la propagation d'une perturbation, j'utilise cette contrainte pour définir les paramètres physiques de Bl Lac présentées en Table III.3.9 en suivant la méthode développée en Section III.3.3.3.

TABLE III.3.9 – Paramètres physiques de Bl Lac déduits de la propagation d'une perturbation rapide dans le jet. α_1 et α_2 sont les angles intrinsèques d'ouverture du jet interne pour des distances projetées au cœur radio respectivement inférieur et supérieur à 2 mas.

Paramètre	Valeur	Unité
θ	2.2	deg
δ	23.8	
Γ	16.6	
α_1	0.3	deg
α_2	1.4	deg

III.3.4.2 Évolution des nodules transitoires

Nous venons de voir qu'une perturbation modifie la cinétique des nodules dans le jet. je m'intéresse maintenant à voir si cette perturbation modifie aussi les propriétés intrinsèques des nodules qui sont définis par deux observables : l'évolution de la taille et du flux présentés en Figure III.3.18.

On remarque que le nodule 10 présente un flux élevé lors de sa première détection puis décroît très rapidement. Son flux et son diamètre lors de son éjection (respectivement 0.513 mJy et 0.14 mas) sont relativement proches des flux et diamètre du nodule stationnaire numéro 7 juste avant l'éjection (0.681 mJy et 0.12 mas). Le nodule 7 n'est plus détecté lors

de l'éjection du nodule 10, pendant quatre observations de suite entre le 6 Août 2001 et le 15 juin 2002.

Tout porte donc à croire que le nodule 10 n'est autre que le nodule 7 qui a été éjecté de sa zone stationnaire. Cette éjection se traduit par une perte brutale d'intensité du nodule 7-10. L'effet de la perturbation est plus nuancé sur les nodules 5 et 6 plus loin dans le jet où on observe une augmentation puis une diminution d'intensité dans l'intervalle de temps estimé pour la propagation de cette perturbation.

On peut voir en Figure III.3.18 que ces trois nodules passent en régime d'expansion après le passage de la perturbation, ce qui est cohérent avec leur déplacement observé dans le jet. Le nodule 5 présente une expansion plus rapide qui s'explique par sa position autour de 2 mas du cœur radio au moment de son accélération, là où l'ouverture du jet interne est nettement plus forte (voir Figure III.3.16).

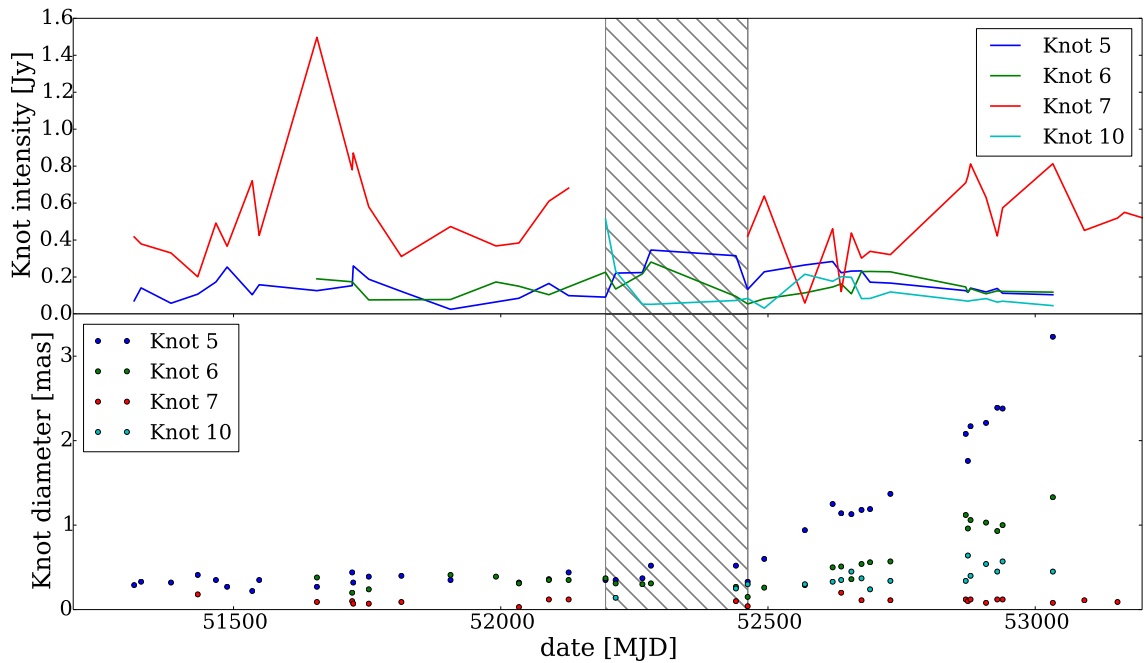


FIGURE III.3.18 – Évolution d'intensité et de diamètre pour 3 nodules radio de BL Lac 5,6,7 et 10. La bande hachurée grise présente la durée de propagation d'une perturbation dans le jet du nodule 10 au nodule 5 entre le 14 Octobre 2001 et le 7 juillet 2002.

III.3.5 DISCUSSION ET INTERPRÉTATION

Je propose ici un scénario qualitatif pouvant rendre compte des caractéristiques des nodules VLBI. Cette section présente une interprétation générale personnelle des phénomènes nodulaires des différents jets.

III.3.5.1 Nodules radio vus comme des chocs de recollimation

Nous pouvons interpréter la nature des nodules radio comme étant des chocs de recollimation. Une analogie entre les jets d' **AGN** et les jets produits par des propulseurs plasma peut nous aiguiller sur ce terrain, nous voyons par exemple en Figure III.3.19 différents jets de plasma dont les chocs de recollimation successifs nous rappellent les chapelets de nodules stationnaires des sources de classe I.



FIGURE III.3.19 – Photos de différents jets supersoniques présentant des chocs de recollimation (ou disques de Mach) successifs.

En mécanique des fluides classique ces chocs se forment lorsque le flux du jet est supersonique. Dans le cas de jets magnétisés tels que l'on peut observer dans les **AGN**, le flux doit être super-magnétosonique. Ces conditions sont en bon accord avec notre connaissance actuelle des jets d'**AGN**, où les vitesses très relativistes des flux déduites des vitesses apparentes et des modélisations sont bien supérieures à la vitesse d'Alfvén.

Un point intéressant est l'impact de la topologie du champ magnétique sur les chocs de recollimation. Une étude effectuée récemment par Mizuno et al. (2015) montre qu'un champ magnétique longitudinal amène à des chocs de recollimation plus puissants que n'importe quelle autre topologie, associé donc à une plus forte accélération des particules. Nous pouvons mettre ce résultat au regard de la topologie des champs magnétiques des différents types de blazars déduite par l'étude de la rotation Faraday des jets radio par Kharb et al. (2008) et confirmée par Gabuzda et al. (2014), présenté en Figure III.3.20.

Les **HBLs** présentent majoritairement des champs magnétiques longitudinaux, ils sont donc plus à même d'accélérer efficacement les particules dans des chocs de recollimation. Les **HBLs** sont par nature connus pour être des meilleurs accélérateurs que les autres blazars, ce qui renforce la cohérence de ce scénario. La fréquence du pic synchrotron des blazars peut donc être lié à l'efficacité des chocs de recollimation autorisés par les topologie magnétiques de leur jets.

Après avoir fait ces associations je m'intéresse aux différentes cinématiques des nodules **VLBI**. Le point clé différenciant les blazars concerne la puissance du jet. Il est admis que les classes spectrales sont fonction de la puissance de sorte que $P_{FSRQ} > P_{LBL/IBL} > P_{HBL}$ (Meyer et al. 2011, Celotti & Ghisellini 2008). Cependant les différentes puissances des jets n'expliquent pas en soi pourquoi certains nodules sont stationnaires et d'autres non.

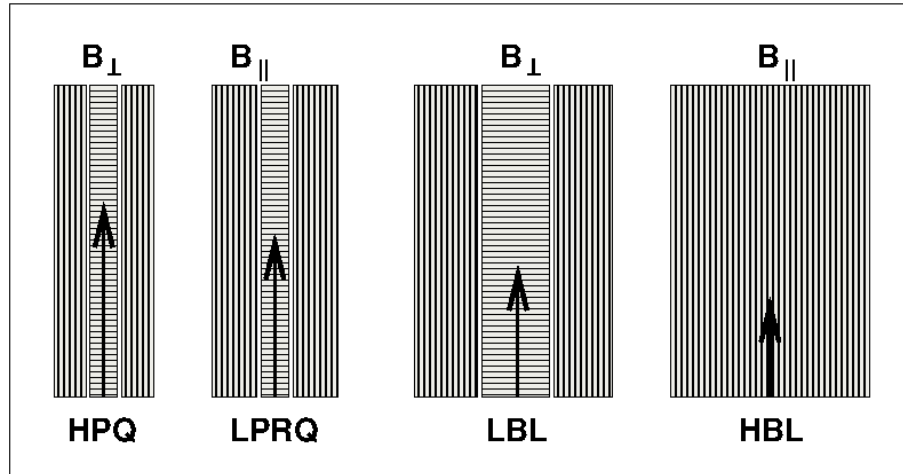


FIGURE III.3.20 – Schéma des topologies magnétiques des jets pour différents types de blazars. La taille des flèches est représentative de la puissance des jets. Crédits : [Kharb et al. \(2008\)](#).

La présence de chocs de recollimation stables dans les sources de classe I suppose que le champ magnétique joue un rôle plus important que dans les autres sources. La forte compression magnétique dû à un champ longitudinal associé à une puissance cinétique faible assure un jet très contraint jusqu'à la dissipation de ce champ magnétique dans les chocs. Les sources ayant cette stabilité sont fortement associées aux **HBLs**. Les **HBLs** étant connus pour être plus proche de l'équipartition que les **FSRQs**, donc ayant un champ magnétique plus significatif, sont en accord avec cette interprétation.

Les **FSRQs** (ou classe II) ayant leur jets très dominés par l'énergie cinétique des particules ne permettent pas à cette structure magnétique d'exister. Des chocs de recollimation renforcés par le champ magnétique hélicoïdal de leur jet interne peuvent se produire à la base du jet là où ce champ est le plus puissant, mais sont systématiquement arrachés par le flux de matière. Ces chocs arrachés se retrouvent ensuite en expansion adiabatique dans le jet, comme je l'ai montré pour les nodules de classe II.

Les sources intermédiaires sont très intéressantes avec des nodules stationnaires à la base du jet et des nodules en mouvement plus loin. On estime que l'énergie cinétique de ces sources n'est pas suffisante à la base du jet pour rompre la structure magnétique. Or cette structure magnétique se dissipe fortement lors de chaque choc en énergie radiative et cinétique. A une certaine distance du jet la structure magnétique des jets n'est plus assez solide pour résister au flux cinétique et les chocs se retrouvent finalement emportés de la même manière que les nodules de classe II.

Un autre aspect à prendre en compte est que les sources de classes I/II et II sont plus à même de présenter une structure à deux jets imbriqués, dû à un fort vent de disque. Cette structure avec un fort gradient de vitesse génère des effets de cisaillements pouvant rapidement rompre la structure magnétique du jet interne, mais restant cependant relativement bien collimaté par leur forte puissance cinétique du jet interne ([Meliani & Keppens 2007; 2009](#)).

Ce scénario est donc relativement proche de celui proposé par [Meier \(2013\)](#) avec cepen-

dant l'idée que toutes les sources ne sont pas décrites par un seul choc de recollimation, mais que le nombre et la cinétique de ces chocs dépendent des équilibres énergétiques des jets. Je présente schématiquement ce scénario en Figure III.3.21. Je propose aussi un tableau récapitulatif (III.3.10) des caractéristiques associées à cette classification que j'ai mis en valeurs dans ce manuscrit.

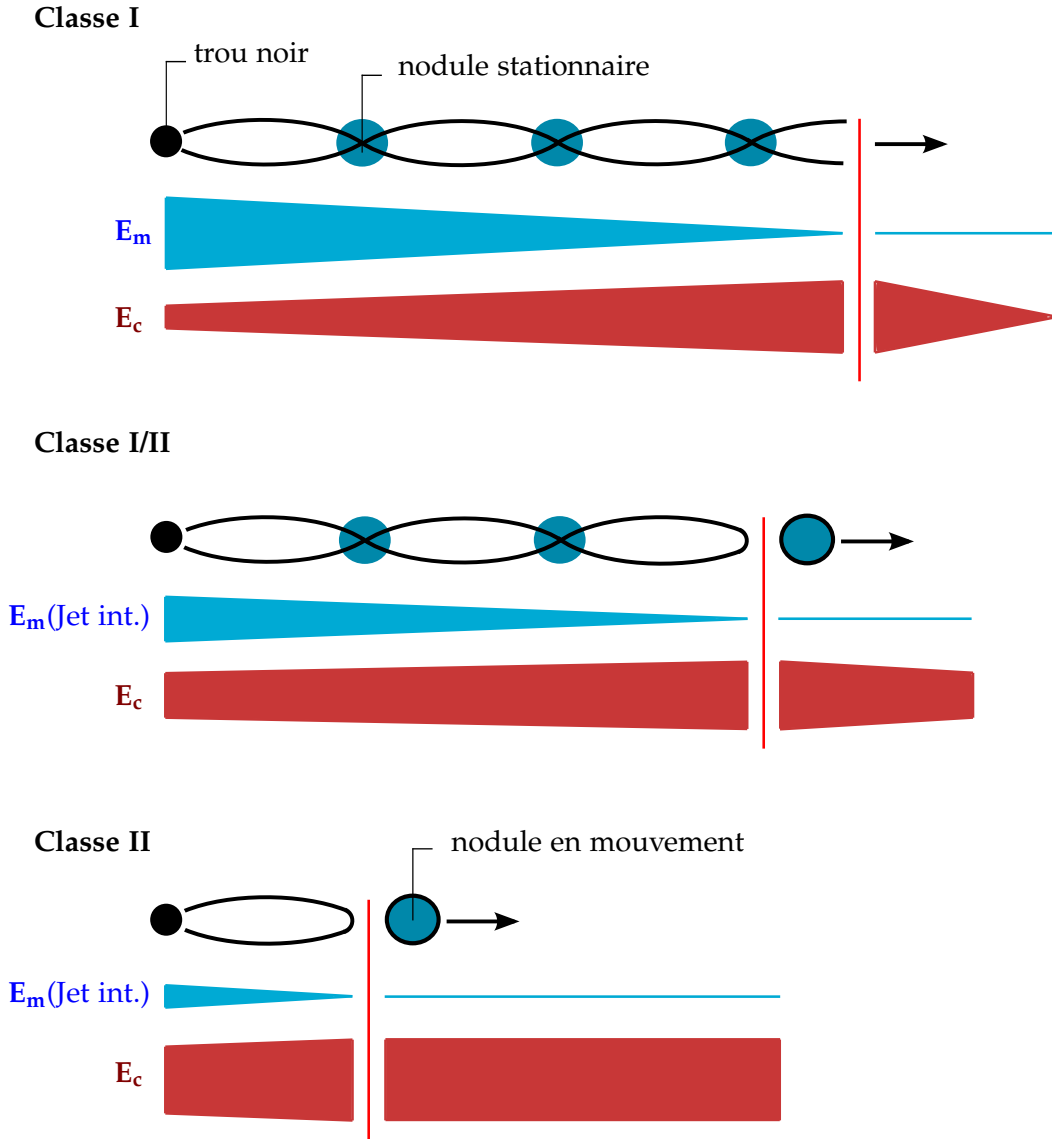


FIGURE III.3.21 – Schéma des différentes classes I, I/II et II. On suppose que les différentes cinématiques proviennent des différents équilibres entre l'énergie magnétique E_m et l'énergie cinétique E_c . L'épaisseur des composantes représente leur importance relative le long de la propagation des jets.

Classe cinématique	Classe spectrale	Morphologie radio	Accrétion	Topologie ^a magnétique	Efficacité ^b des chocs	Puissance ^b cinétique
I	HBL	FR I	ADAF	L	**	*
I/II	IBL+LBL	FR I/ FR II	Std/ADAF	L+H	*	**
II	FSRQ	FR II	Std	L+H	*	***

TABLE III.3.10 – Récapitulatif des considérations générales concernant les caractéristiques des trois classes de blazars. a) L : Longitudinal, H : Hélicoïdal. b) Relatif entre les différentes classes.

III.3.5.2 Éruptions

Les nodules créés et éjectés dans la zone magnétiquement instable des jets de la classe I/II ne s'accompagnent pas de variations de flux significatifs en multi- λ . Comme expliqué ci-dessus, il s'agirait d'une transition relativement douce entre la zone dominée magnétiquement et celle dominée cinétiquement. Dans mon étude de Bl Lac, j'ai montré l'existence de transitions plus brutales pouvant être liées à un caractère éruptif de la source. En Octobre 2001, le premier choc de recollimation a été arraché, puis a entraîné les autres chocs quasi-stationnaires en aval du jet dans sa course. Si on se tient à notre scénario, cela signifierait qu'un apport brutal d'énergie cinétique a été injecté à la base du jet, rompant de fait la structure magnétique.

Il se trouve qu'un tel phénomène éruptif liant une augmentation brutale de luminosité et le passage d'une perturbation dans le cœur radio à été détecté fin 2005 (Marscher et al. 2008). Bien qu'aucun suivi de nodules n'a été effectué par MOJAVE à cette période, elle coïncide avec une disparition du premier choc de recollimation et l'éjection de trois autres plus en aval dans le jet (voir Figure III.3.22).

Je peux ainsi émettre l'idée que les éruptions multi-longueur d'onde majeures des sources de type I/II s'accompagnent d'une déstructuration du jet VLBI. Une étude systématique croisée des éruptions et de la cinématique des nodules devrait nous permettre de s'assurer du phénomène, et ainsi de mieux comprendre les équilibres énergétiques en jeu dans les jets lors des éruptions.

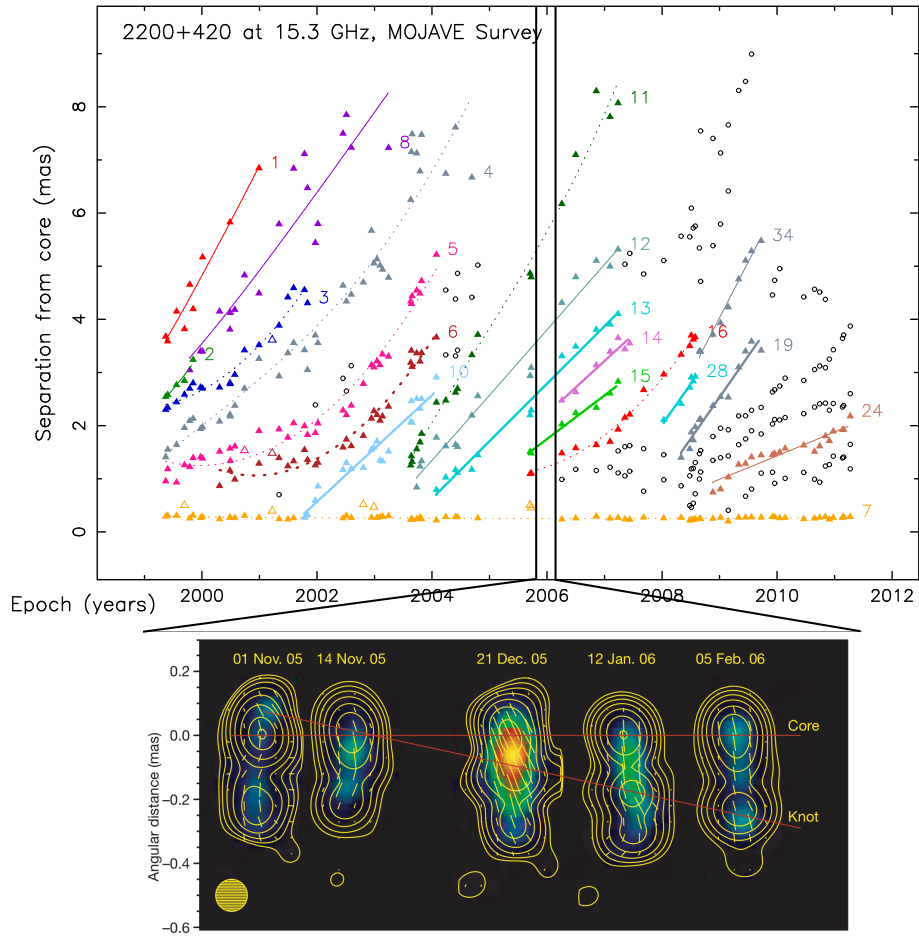


FIGURE III.3.22 – Mise en coïncidence du passage d’une perturbation à travers le cœur radio de BL lac, occasionnant une éruption multi- λ avec une éjection d’autres nodules radio en aval du jet (14,15 et 16). Image supérieure de [Lister et al. \(2013\)](#), image inférieure de [Marscher et al. 2008](#).

IV

Analyse et Calibration H.E.S.S.

ÉTUDE DE DEUX AGN

1

IV.1.1 PMN J1603-4904

IV.1.1.1 Introduction

PMN J1603-4904 est une source radio extragalactique présentant une morphologie de type "symétrie compacte (CSO)" (voir Figure IV.1.1), associée avec la source Fermi très brillante 3FGL J1603.9-4904. La luminosité et le spectre dur de la source analysé par Fermi laisse espérer une prochaine détection dans la gamme des VHE par le réseau H.E.S.S.. Une telle détection serait potentiellement la première d'une nouvelle classe d'émetteurs aux VHE et nous donnerait une grande opportunité d'améliorer notre connaissance de ces objets particuliers.

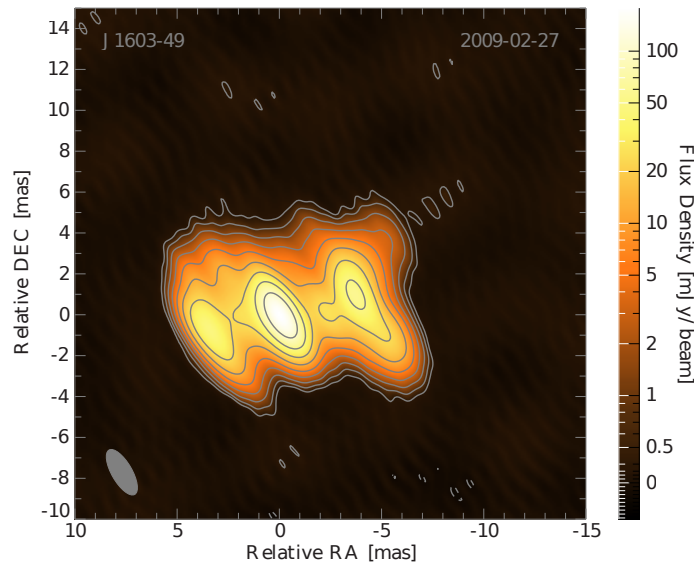


FIGURE IV.1.1 – Observation de PMN J1603-4904 en radio à 8.4 GHz par le réseau TANAMI le 27 février 2009.

PMN J1603-4904, située proche du plan galactique ($l = 332.15^\circ$, $b = 2.57^\circ$) fut premièrement détectée en tant que source radio par le grand télescope de Parkes (Griffith & Wright 1993, Wright et al. 1994). Cette source fut d'abord associée à la source Fermi 2FGL J1603.8-4904 du catalogue 2FGL (Nolan et al. 2012) puis confirmée par le récent catalogue 3FGL (Acero et al. 2015), elle est référencée en tant que 35ème AGN le plus

brillant du catalogue 3LAC¹ (Ackermann et al. 2011) et est référencée en tant que le 22ème AGN le plus brillant du catalogue 2LAC² (Ackermann et al. 2015). PMN J1603-4904 est aussi référencée dans le catalogue 1FHL³ (Ackermann et al. 2013) (1FHL J1603.7-4903) avec un indice spectral dur au delà de 10 GeV de $\Gamma = 1.96 \pm 0.14$ associé à un flux de $F_{10-500\text{GeV}} = 91.2 \pm 11.8 \times 10^{-11} \text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, le flux au delà de 100 GeV mesuré par Fermi correspond environ à 10% de celui de la nébuleuse du Crabe. Ceci en fait la source la plus lumineuse des sources classifiées BL Lac par le 1FHL toujours non-détectée aux VHE.

Bien que PMN J1603-4904 ait été classifiée en tant que BL Lac par Nolan et al. (2012), sa faible variabilité, sa morphologie radio particulière ainsi que la forme multi- λ de la SED (voir Figure IV.1.2) indique plutôt une jeune radio-galaxie vue par la tranche en accord avec la morphologie CSO (Müller et al. 2014).

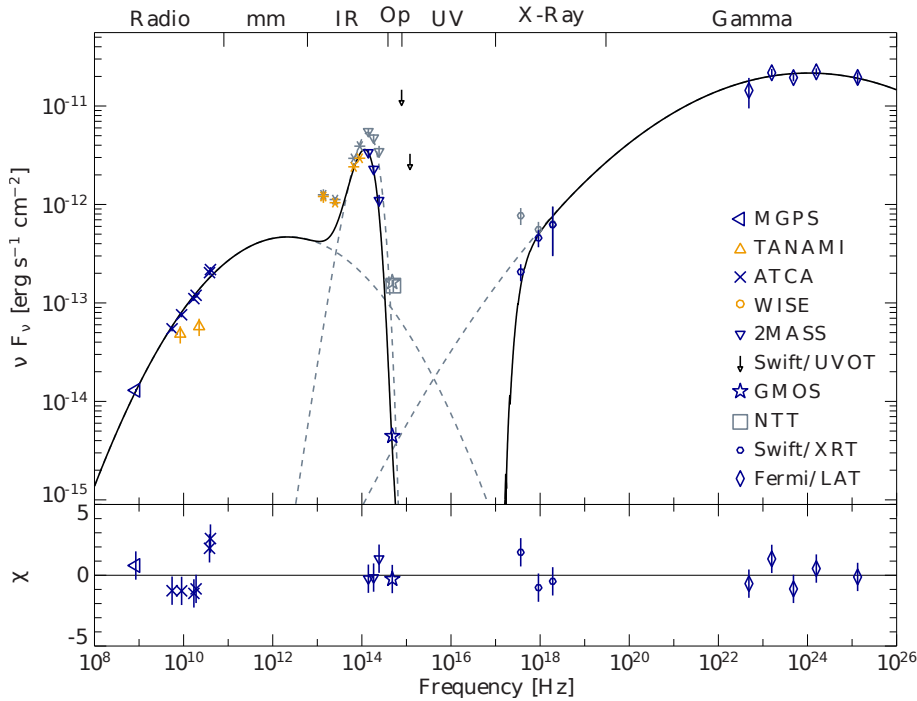


FIGURE IV.1.2 – SED multi- λ de PMN J1603-4904. Crédits : Müller et al. (2014).

Récemment Müller et al. (2015) ont mis en évidence la présence d'une raie de fer $\text{FeK}\alpha$ dans la gamme des rayons-X simultanément observée par les télescopes spatiaux XMM et Suzaku, estimant ainsi un décalage vers le rouge de $z = 0.18 \pm 0.01$.

IV.1.1.2 Analyse et discussion

En 2014 une campagne d'observation a été menée par la collaboration H.E.S.S. qui lui a dédié 45 runs d'observation de mars à juin. Douze heures de temps d'observation ont été sélectionnés à travers une sélection standard pour être analysés par la chaîne *Model++ Mono* (données uniquement du grand télescope CT5, la plus sensible à basse énergie) du

1. <http://www.asdc.asi.it/fermi3lac/>

2. <http://www.asdc.asi.it/fermi2lac/>

3. Premier catalogue Fermi-LAT de sources au delà de 10 GeV

logiciel *ParisAnalysis.V28*. Pour cette analyse j'ai utilisé la méthode *Safe cuts* qui est la méthode la plus stable et robuste dans la description des faibles signaux, adapté donc à une potentielle détection de source.

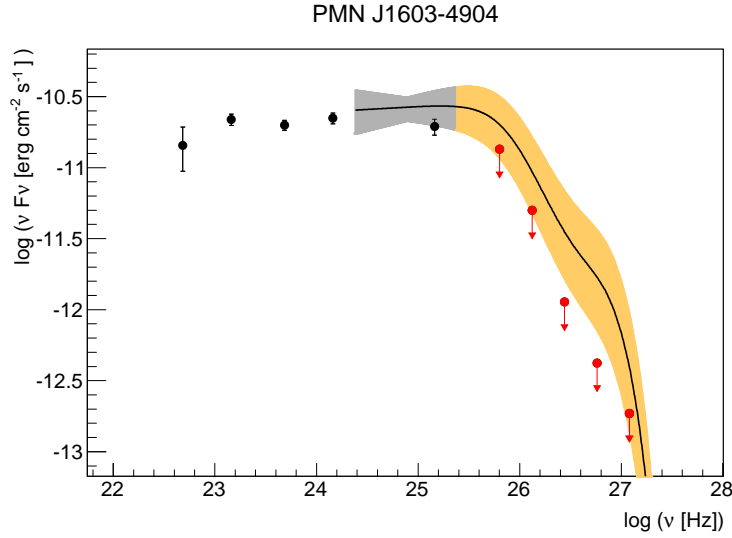


FIGURE IV.1.3 – *SED* que j'ai réalisé des hautes et très hautes énergies de PMN J1603-4904. Les points noirs sont les données du 2FGL. Le spectre 1FHL est représenté par la bande grise, puis extrapolé en tenant en compte de l'absorption par l'*EBL* via le modèle de Franceschini et al. (2008) (bande orange). Les points rouges sont les limites supérieures déduites des observations H.E.S.S. de 2014.

Je n'ai détecté aucun signal provenant de la source ($\sigma = 1.4$). Des limites supérieures sont définies avec un niveau de confiance de 99% suivant un indice spectral usuel de -2. Ces limites supérieures du spectre *VHE* ne sont pas cohérentes avec une extrapolation de celui du 1FHL considérant l'absorption par l'*EBL* de Franceschini et al. (2008) pour un décalage vers le rouge de $z = 0.18$, quelques points sont dans la limite extrême basse de l'extrapolation mais c'est très improbable qu'ils restent à ce flux avec un temps d'observation additionnel (Voir Figure IV.1.3).

Afin de clarifier la nature et les propriétés de la source, 30h d'observations supplémentaires H.E.S.S. ont été réalisées cette année. Malheureusement les données sont encore dans la phase de calibration et ne permettent pas encore une exploitation. Les données de cette campagne d'observation soulèveront les incertitudes sur l'émission *VHE*. Dans le cas présent on peut noter qu'une détection aussi bien qu'une non-détection de la source par H.E.S.S. seront d'un grand intérêt. La non-détection sera le signe d'une forte coupure spectrale entre les énergies de Fermi et de H.E.S.S., ce qui mettrait en valeur un mécanisme d'émission très contraignant pour les particules au delà de 100 GeV. Une détection, pour sa part, signifiera la découverte d'un nouveau membre de cette très rare catégorie de source émettant aux *VHE*. Une détection précédente d'un cœur avec une morphologie

CSO dans la radiogalaxie NGC 1275 émettant aux VHE par MAGIC (Aleksić et al. 2012; 2014) nous laisse espérer d'autres émetteurs VHE dans ces sources spécifiques.

En addition à la campagne d'observation H.E.S.S. une observation simultanée infrarouge et visible a été effectuée cette année par le spectrographe de l'ESO X-shooter. Comme on le remarque en Figure IV.1.2, cette source est en effet fortement lumineuse en infrarouge-proche, suggérant une forte activité stellaire ou des poussières chaudes restant à caractériser. L'étude des raies d'émission permettrait de plus de préciser efficacement la valeur du décalage vers le rouge de la source. Les premières études du spectre X-shooter semblent pour l'instant mettre en défaut l'évaluation du décalage vers le rouge de $z = 0.18 \pm 0.01$ estimée par Müller et al. (2015) en suggérant des valeurs plus élevées.

Les résultats de ces observations H.E.S.S. et X-shooter seront décisifs. Ils apporteront de fortes contraintes sur les modélisations SSC. Au regard de la forte composante infrarouge présente dans la SED (voir Figure IV.1.2), l'interaction Compton-inverse des particules du jet sur ce champ de radiation pourrait être une piste d'étude privilégiée pour décrire l'émission aux hautes (et possiblement très hautes) énergies. Une étude approfondie sera nécessaire pour déterminer la nature des processus permettant une telle accélération de particules pour ce type de source sans "beaming" évident.

IV.1.2 PKS 0625-354

IV.1.2.1 Introduction

PKS 0625-354 (RA = 06 h 27 m 06.7 s DEC = -35 d 29 m 15 s , J2000) est un AGN de type FR I localisé dans l'amas de galaxie d'Abell 3392, dont le décalage vers le rouge est estimé à $z = 0.055$ (Jones et al. 2009). Cet AGN est associé à la source Fermi 3FGL J0627.0-3529 présente un spectre de haute énergie plutôt dur d'indice $\Gamma_{1-100\text{GeV}} = 1.88 \pm 0.06$ avec un flux de $F_{1-100\text{GeV}} = (1.43 \pm 0.11) \times 10^{-9} \text{ ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Les motivations de l'observation de cette source par H.E.S.S. proviennent en grande partie de sa classification en tant que radiogalaxie (Abdo et al. 2010b). En effet avec la détection de M 87, Cen A et NGC 1275, les radiogalaxies proches FR I semblent constituer une nouvelle classe de sources VHE (Aharonian et al. 2003; 2009, Hildebrand 2011). Ces sources sont d'un très grand intérêt pour l'étude des zones d'émission VHE. Cette radiation pouvant provenir des lobes radio nécessite des processus non-standard d'émission (Abdo et al. 2010a) alors que celle du cœur, inattendue pour des grands angles de visées, nécessite de revoir la structure des jets.

IV.1.2.2 Analyse

PKS 0625-354 a été observé en 2012 par H.E.S.S. phase I. 23 runs ont été sélectionnés suivant une sélection standard correspondant à un temps d'observation de 9.0 h. j'ai effectué l'analyse H.E.S.S. via le programme *Model++* de ParisAnalysis V.24, adapté pour les données de H.E.S.S. phase I, dans un mode de coupure standard. Un excès de 82 rayons- γ

en provenance de la source est mesuré, correspondant à une significativité de détection de $\sigma = 6.4$. La carte de significativité avec la distribution associée est présentée en Figure IV.1.4.

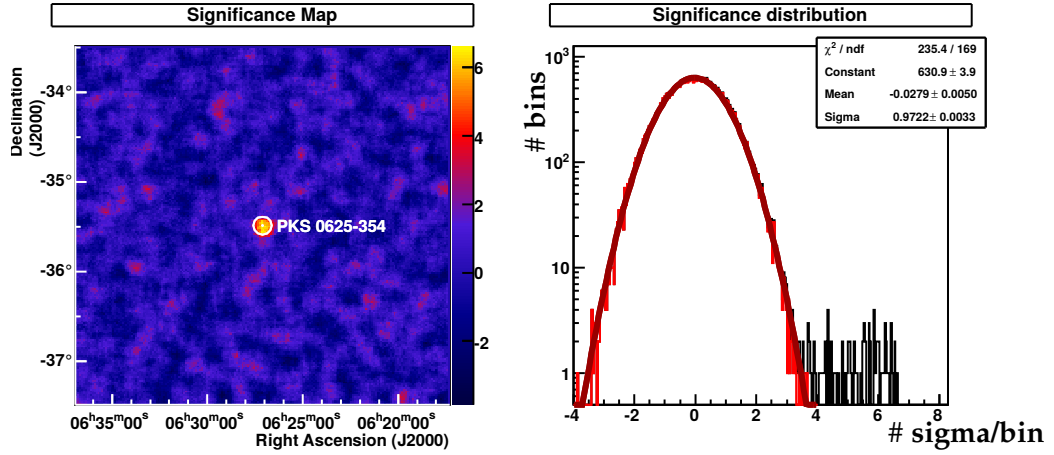


FIGURE IV.1.4 – Carte de significativité d'une source *VHE* centrée sur PKS 0625-354 avec la distribution correspondante. L'excès est de $\sigma = 6.4$ sur la position de la source.

La source est ponctuelle comme on peut le remarquer en Figure IV.1.5 où un excès de rayons gamma est clairement visible dans une zone $\theta^2 < 0.01 \text{ deg}^2$.

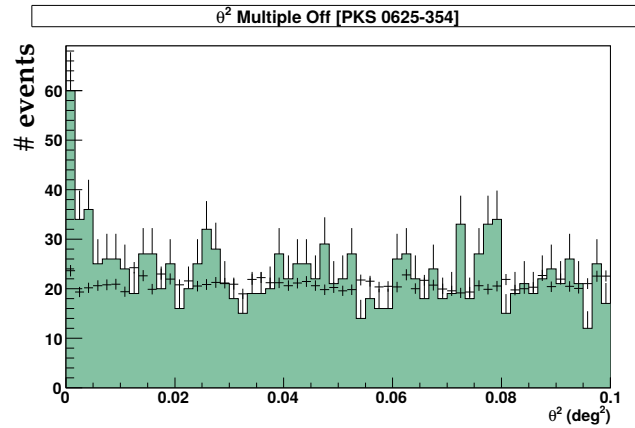


FIGURE IV.1.5 – Distribution de rayons gamma dans la zone ON sur la source en fonction de la distance angulaire carrée (θ^2) à son centre. Les croix noires représentent la distribution des rayons cosmiques "gamma-like" dans les zones OFF.

Le spectre *VHE* de la source est bien ajusté par une fonction en loi de puissance ($\chi^2/\text{dof} = 35.6/30$) de type $dN/dE = N_0(E/E_0)^{-\Gamma}$, avec l'indice $\Gamma = 2.7 \pm 0.4$, la constante de normalisation $N_0(E_0) = (2.04 \pm 0.44_{\text{stat}}) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$, et l'énergie de décorrélation $E_0 = 0.58 \text{ TeV}$, représentant l'énergie pour laquelle les incertitudes sont minimales. Ce spectre est représenté en Figure IV.1.6. Une vérification de ce spectre a été effectuée avec la chaîne d'analyse indépendante *ImPACT*, donnant des résultats en accord avec ceux de *Model++*.

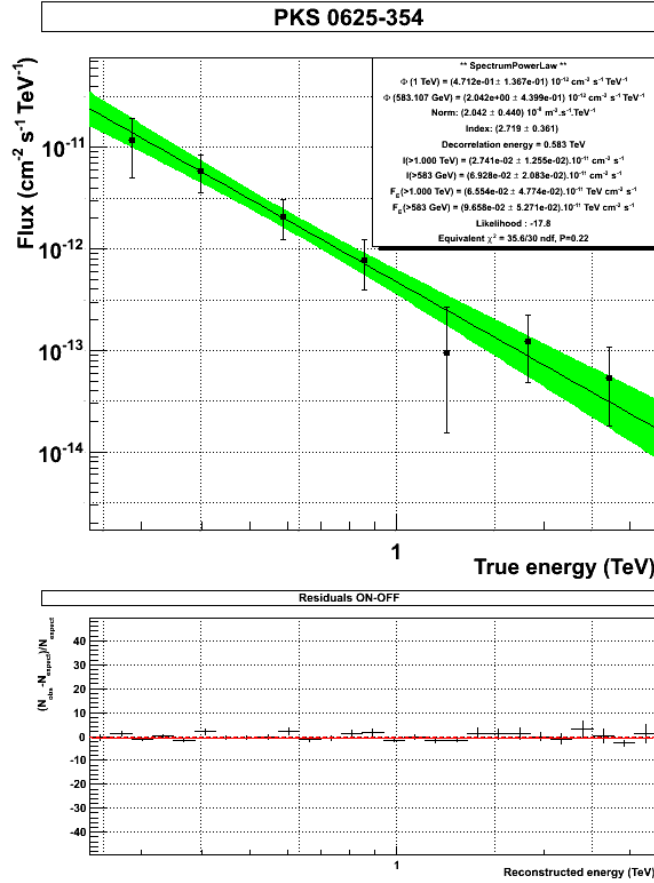


FIGURE IV.1.6 – Spectre **VHE** de PKS 0625-354. La région verte représente la zone de confiance à 1σ de l’ajustement par une hypothèse de loi de puissance.

IV.1.2.3 Modélisation

Des données multi-longueur d’onde ont été recueillies en collaboration, en provenance de Fermi (68 mois de données), Swift-UVOT, Swift-XRT et ATOM, complété de données d’archives de la source couvrant les fréquences de radio à infrarouge. Nous avons donc accès à une couverture globale de la **SED** permettant de tester préliminairement l’efficacité du scénario d’émission **SSC** via le code *Bjet* dans sa version approximée aux petits angles. Les résultats de la modélisation sont présentés en Figure IV.1.7 avec les paramètres physiques associés en Table IV.1.1.

Le scénario du blob **SSC** fonctionne bien dans la description de la **SED** entre les données X et **VHE** mais l’émission unique d’un blob est beaucoup trop faible pour décrire le flux observé de radio à infrarouge. Je complète cette partie de manière naturelle avec une émission synchrotron de la base du jet étendu. La gamme infrarouge-UV est quant à elle bien décrite par l’émission forte de la galaxie hôte dont je propose un ajustement d’un spectre d’émission stellaire galactique du code PEGASE 2 (Fioc & Rocca-Volmerange 1999). Ce scénario décrit bien l’ensemble de la **SED**, mis à part l’émission radio de faible fréquence ($< 1 \text{ GHz}$) qui pourrait être assimilée à la radiation synchrotron super-étendue du jet.

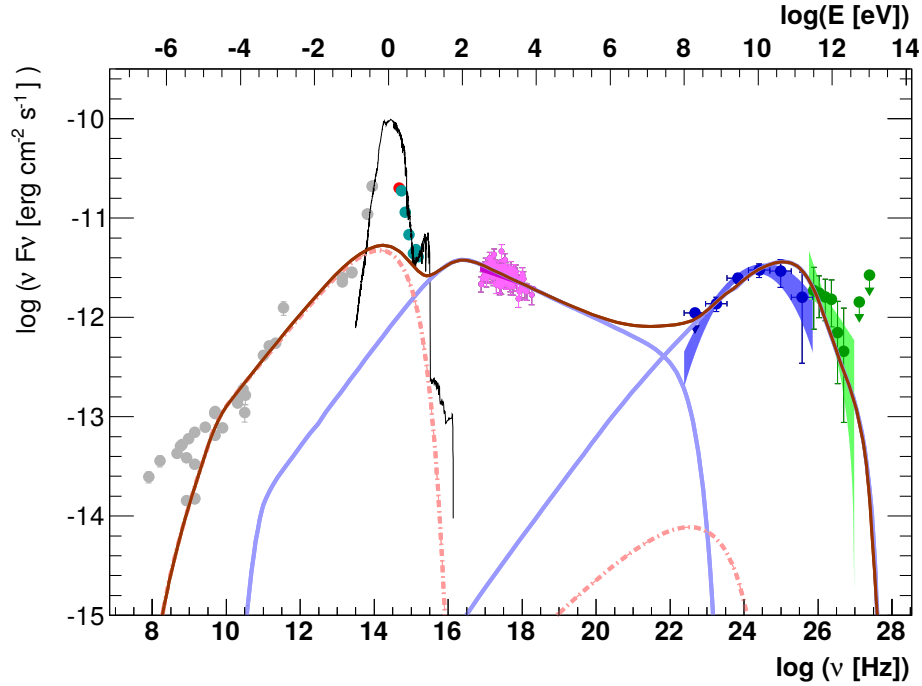


FIGURE IV.1.7 – Modélisation de la SED de PKS 0625-354. Les données H.E.S.S. sont en vert, Fermi en bleu, Swift-XRT en rose, Swift-UVOT en turquoise, ATOM en rouge, et les données d'archive en gris. La ligne noire représente le rayonnement total de la galaxie hôte, les deux composantes bleues sont le rayonnement synchrotron et SSC du blob, les deux composantes en tirets rouges sont le rayonnement synchrotron et SSC de la base du jet. L'absorption par le EBL est prise en compte dans ce modèle via l'estimation de Franceschini et al. (2008).

IV.1.2.4 Discussion

Cette source a été classifiée en tant que radio-galaxie émettant aux hautes énergies par Abdo et al. (2010b), qui se sont basés sur une corrélation entre les sources Fermi détectées à 15 mois d'observation et les catalogues radio 3CR (Bennett 1962, Spinrad et al. 1985), 3CRR (Laing et al. 1983) et MS4 (Burgess & Hunstead 2006a,b). Leurs critères de sélection sont définis par la présence d'un spectre radio d'indice $\alpha_r \geq 0.5$ ($F(\nu) \propto \nu^{-\alpha_r}$) dans les basses fréquences (178-408 Mhz), et la présence d'une structure bipolaire ou quasi-symétrique sur les cartes radio. Ce deuxième critère a de toute évidence été assoupli dans le cas de PKS 0625-354 car la structure radio est clairement compacte à grande échelle, avec un seul jet en VLBI dominé par l'émission du cœur, comme nous pouvons l'observer en Figure IV.1.8.

Le scénario d'émission que j'ai proposé ci-dessus décrit une source HBL faible devant l'émission de la galaxie hôte, avec certes une émission radio-infrarouge importante provenant de la base du jet étendu, mais convenant tout à fait à une observation à petit angle de vue. Le critère de désalignement de la pente radio à basse fréquence supposant une radiogalaxie est assez trompeur et à prendre avec précaution. En effet les basses fréquences sont usuellement associées au jet super-étendu (kpc-Mpc) alors que les fréquences plus élevées de X à gamma sont elles associées à une zone compacte à la base du jet (\sim pc), le

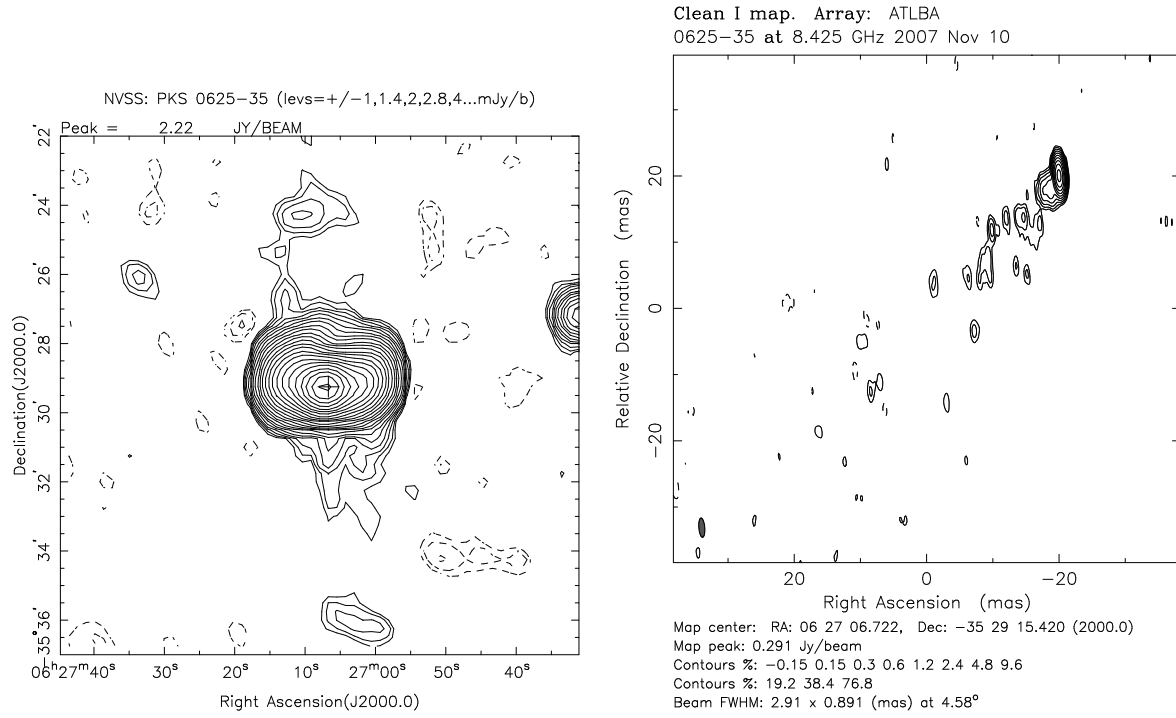


FIGURE IV.1.8 – Cartes radio de PKS 0625-354. A gauche une carte à grande échelle du catalogue NVSS à 1.4 GHz. A droite une observation VLBI par TANAMI à 8.425 GHz.

lien entre les deux ne peut pas se faire de façon évidente pour décrire une source. Tout porte donc à croire ici que l'on est bien en présence d'un **HBL** dont l'émission étendue du jet est inhabituellement élevée.

TABLE IV.1.1 – Paramètres physiques de la modélisation de *SED* de PKS 0625-354.

Blob parameters	Value	Unit
δ_b	20	—
θ_b	2.0	deg
K_b	1.8×10^4	cm^{-3}
n_1	2.0	—
n_2	3.35	—
$\gamma_{min/b}$	1.0	—
$\gamma_{max/b}$	5.0×10^7	—
$\gamma_{break/b}$	4.2×10^4	—
B_b	0.12	G
R_b	1.95×10^{15}	cm
Jet parameters		
δ_{jet}	6.0	—
$K_{1,jet}$	50.0	cm^{-3}
n_{jet}	2.1	—
$\gamma_{max/jet}$	2.4×10^4	—
$B_{1,jet}$	8.0×10^{-2}	G
$R_{1,jet}$	3.0×10^{17}	cm
L	100	pc
α	3.0	deg
nb_{slices}	50	—

OPTIMISATION DE LA PRÉCISION ASTROMÉTRIQUE DE H.E.S.S.

La précision astrométrique des télescopes Tcherenkov (**IAC**Ts) actuelle est relativement modeste, de 0.05° à 0.1° pour un rayon gamma isolé. Cependant grâce aux méthodes de reconstruction stéréoscopique de H.E.S.S. le centroïde des sources ponctuelles au **VHE** est théoriquement reconstruit avec une précision de quelques secondes d'arc. Les sources brillantes ponctuelles peuvent effectivement être positionnées à une précision d'une dizaine de secondes d'arc, mais cette précision reste typiquement de l'ordre de la minute d'arc pour la majorité des sources, limitée par des erreurs systématiques inhérentes aux corrections de pointé.

Cette précision n'est pas suffisante pour identifier des structures dans les objets extragalactiques, comme cela peut être observé à des énergies plus faibles. Un des grands défis pour ce type de télescope est l'amélioration des modèles de corrections de pointés par la réduction des erreurs systématiques au niveau de la seconde d'arc pour toutes les sources sachant que le champ de vue des pixels des caméra 0.16° pour H.E.S.S. phase I.

Pour cela le réseau dispose actuellement d'un modèle mécanique de pointage permettant d'évaluer les déviations à la normale ainsi qu'un système de corrections fines pour chaque run, que je décris plus en détail ci dessous.

IV.2.1 LE MODÈLE MÉCANIQUE

Lorsque le télescope pointe une étoile, on observe un décalage entre la position de la **PSF** et le centre de la caméra provenant des multiples déformations et décalages de la structure des télescopes. j'exprime ci-dessous les multiples sources d'erreurs du pointé :

- Une déviation est due au mauvais alignement des rails supportant le télescope. Il existe des joints entre les différents rails qui produisent des écarts brefs de pointé et de petits décalages d'un rail à l'autre. Ces effets sont fonction de l'azimut et donc reproductibles.
- Le positionnement de la structure soutenant les miroirs varie en fonction du pointé.
- La structure elle-même se déforme.
- Enfin, le centre de la caméra n'est pas exactement sur l'axe optique du télescope,

et le fléchissement de la structure dû à son propre poids et à celui de la caméra est fonction de l'élévation.

Ces déviations de pointé dépendant du télescope et de l'angle zénithal sont prises en compte par le *Modèle mécanique*, initialement développé pour le réseau de télescopes Tcherenkov HEGRA (Pühlhofer et al. 1997) puis implémenté dans H.E.S.S. par Gillessen (2003).

Le *Modèle mécanique* est calibré par deux caméra CCD disposées sur chaque télescope présentées en Figure IV.2.1 :

- Une caméra "SkyCCD" disposée entre les miroirs Davis-Cotton observe le ciel en visible. Cette caméra est disposée derrière une lunette de 800 mm de focale permettant de repérer les étoiles dans le ciel.
- Une caméra "LidCCD" au centre du miroir pointant sur un écran disposé préalablement sur la caméra principale. La caméra LidCCD permet donc de vérifier le décalage entre la PSF d'étoiles de calibration et le centre de la caméra. De plus huit LEDs sont disposées sur la périphérie de la caméra Tcherenkov, permettant donc à la caméra LidCCD de quantifier les déformations entre le miroir et le plan de la caméra Tcherenkov.

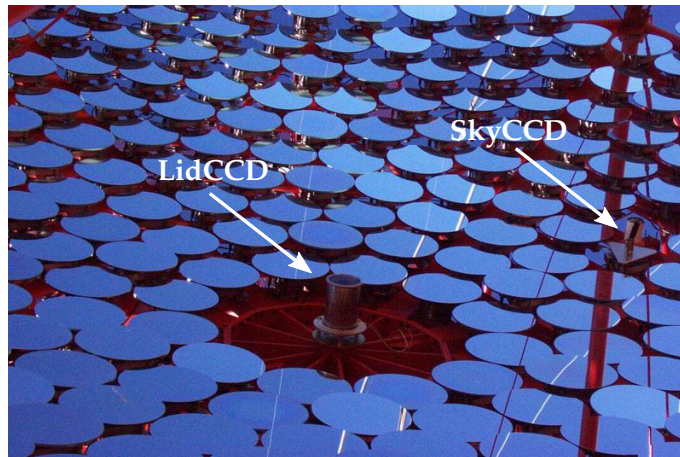


FIGURE IV.2.1 – Photographie d'un réflecteur de H.E.S.S. phase I où sont référencées les deux caméras CCD, SkyCCD et LidCCD.

Actuellement le système de pointé du réseau H.E.S.S. est basé sur l'observation régulière d'étoiles dont on connaît parfaitement les coordonnées par les caméras LidCCD et SkyCCD. On nomme ces runs¹ de calibration les "pointing runs", effectués au minimum une fois par mois et lorsque les conditions extérieures empêchent les observations du rayonnement Tcherenkov (Lune, nuages ...).

Bien que performant, le *Modèle mécanique* ne tient pas compte des modifications dynamiques de la structure entre chaque "pointing runs". Afin de pallier ce défaut, la SkyCCD est en action durant tous les runs et permet des recalages plus fins pour chaque run. Cette méthode a été améliorée par Braun (2007) qui a perfectionné les comparaisons et correc-

1. Chaque séquence d'observation par H.E.S.S. est qualifiée de "run"

tions entre le champ observé par la SkyCCD et la position théorique pointée sur des cartes du ciel. Avec cette méthode, l'erreur de pointé sur des sources brillantes et régulièrement suivies a pu être réduite jusqu'à 6" (Braun et al. 2008) pour le réseau total.

De manière à pouvoir vérifier, compléter ou remplacer cette méthode si besoin, j'étudie une autre méthode dynamique plus complexe mais basée uniquement sur les données des PMS, "StarPointing".

IV.2.2 OPTIMISATION DU MODÈLE *StarPointing*

Le modèle *StarPointing* a été développé par Patrick Berghaus (Collège de France) dès la mise en service de H.E.S.S.. Cependant sa complexité technique fait qu'elle n'a jamais été implémentée dans les chaînes d'analyse officielles de H.E.S.S.. Cette méthode ne s'appuyant que sur les données acquises par les caméras Tcherenkov, le principal obstacle de sa réalisation est l'identification de décalages de l'ordre du millimètre sur des pixels² de 6 cm de diamètre.

Avec la mise en service de CT5, une pression s'est faite sur tous les maillons des chaînes d'analyses vecteurs d'erreurs systématiques. J'ai donc été amené à dépoussiérer le modèle *StarPointing*, afin d'identifier ses faiblesses et de proposer des optimisations dans le but d'une prochaine implémentation officielle dans H.E.S.S..

IV.2.2.1 Principe général

Contrairement au *Modèle mécanique* décrit précédemment, *StarPointing* ne dépend que des données prises par les caméras Tcherenkov. Il s'agit en fait d'une méthode de correction de pointé par suivi des étoiles sur la caméra durant les runs d'observation.

Durant un run d'observation d'une source gamma (~ 30 min), les étoiles n'étant pas strictement alignées avec l'axe du télescope vont se déplacer sur le champ d'observation, avec un déplacement d'autant plus grand que l'étoile est hors-axe. Ce mouvement uniquement dû à la rotation de la Terre et à la monture Alt/Az des télescopes est quantifiable de manière très précise.

Pour chaque événement déclenchant la caméra durant un run, le courant de chaque pixel est enregistré. Ainsi le passage d'une étoile sur un pixel se traduira par une augmentation puis une diminution de ce courant, représentatif de son taux d'illumination par la PSF de l'étoile. On nomme cette variation de courant "la courbe de lumière des pixels" dont je montre quelques exemples en Figure IV.2.3.

En comparant pour chaque pixel le décalage entre la courbe de lumière observée et celle simulée nous pouvons définir une matrice de correction de pointé sur le plan de la caméra. Cette matrice de correction compense un décalage rotationnel de la caméra autour de son centre combiné à un décalage translationnel.

2. Les pixels sont en fait des photomultiplicateurs surmontés d'un cône "de Winston" avec une entrée hexagonale dont la plus grande largeur fait 6 cm.



FIGURE IV.2.2 – Exemple de la rotation de champ inhérente aux montures Alt/Az (photographie amateur de M31). Crédits : http://www.weasner.com/etx/astrophotography/astrophotography_types.html.

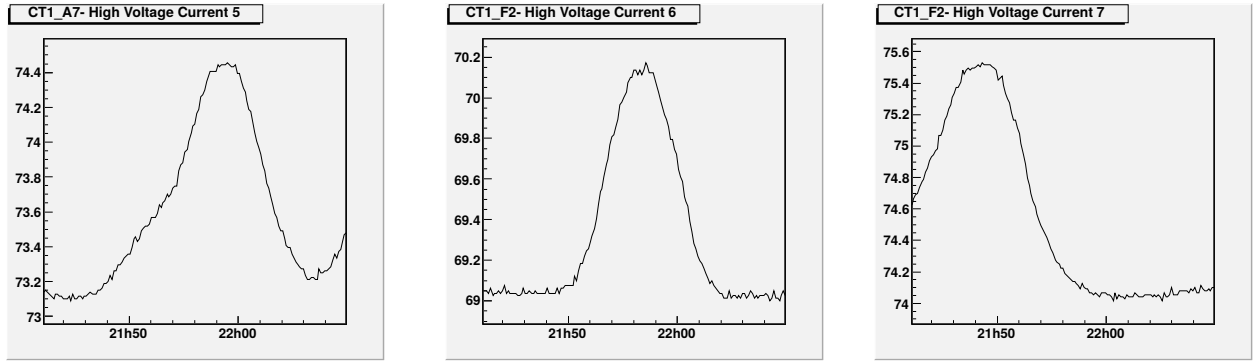


FIGURE IV.2.3 – Courbes de lumières de différents pixels durant un run d'observation caractérisant le passage d'une étoile.

Le décalage entre les courbes de lumière dû à une rotation de caméra Δt_{rot} est uniquement dépendant de la distance de l'étoile au centre de la caméra r_* , on peut donc l'exprimer tel que

$$\Delta t_{rot}(r_*) = \frac{\Delta\phi}{\omega(r_*)}, \quad (2.1)$$

avec $\Delta\phi$ le décalage angulaire de la caméra et $\omega(r_*)$ la vitesse de rotation de l'étoile comme représenté en Figure IV.2.4.

Dans le cas d'une translation de la caméra le décalage entre les courbes de lumières Δt_{trans} dépend de l'angle entre la direction naturelle du mouvement des étoiles et la direction de translation de la caméra. Si cet angle est de $\pm\pi/2$ le décalage est inexistant, si cet angle est de $\pm\pi$ le décalage est maximal. Cet effet, schématisé en Figure IV.2.5, s'exprime tel que

$$\Delta t_{trans} = \frac{\Delta r}{r_*\omega(r_*)} \sin(\phi + \phi_0), \quad (2.2)$$

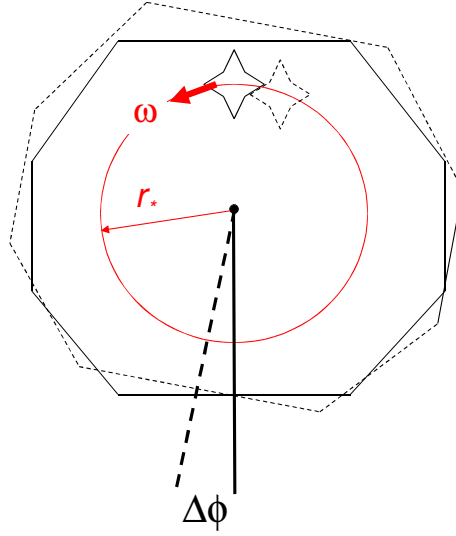


FIGURE IV.2.4 – Schéma du décalage sur la position d'un étoile induit par une rotation de la caméra, importé d'une présentation de P. Berghaus (2003).

avec Δr la translation de la caméra, ϕ l'angle de l'étoile sur le plan de la caméra, et ϕ_0 la direction de la translation de la caméra.

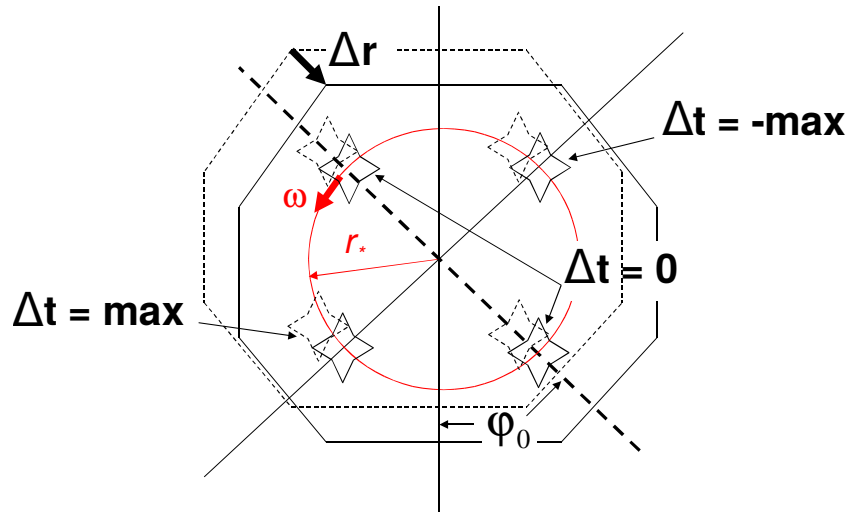


FIGURE IV.2.5 – Schéma du décalage sur la position d'un étoile induit par une translation de la caméra, importé d'une présentation de P. Berghaus (2003).

Ainsi la formule générale du décalage temporel entre deux courbes de lumières est

$$\Delta t_{total} = \frac{\Delta \phi}{\omega(r_*)} + \frac{\Delta r}{r_* \omega(r_*)} \sin(\phi + \phi_0). \quad (2.3)$$

Nos assimilons donc $\Delta \phi$ à l'offset, ϕ_0 à la phase, et $\Delta r/r_*$ à l'amplitude de la fonction Δt .

Par l'ajustement de la fonction 2.3 sur la distribution angulaire des pixels dont un décalage Δt est mesuré, nous pouvons déduire les coefficients de désalignement $\Delta \phi$, $\Delta x = -\sin(\phi_0)\Delta r$ et $\Delta y = \cos(\phi_0)\Delta r$.

IV.2.2.2 Simulation

Le cœur de *StarPointing* est donc la simulation du passage de la lumière des étoiles sur les pixels des caméras de H.E.S.S.. Les étoiles simulées sur la caméra proviennent du catalogue Tycho contenant plus d'un million d'étoiles dans les bandes B et V. Seules les étoiles de magnitude $m_V < 9$ sont extraites du catalogue. Le flux f correspondant est converti en courant produit par les photomultiplicateurs via une fonction définie lors de tests techniques des caméras,

$$HVI(f) = \frac{8.1 \times 10^{11} f - 1.1 \times 10^6}{3.24 \times 10^7}. \quad (2.4)$$

Ce courant est ensuite associé à une **PSF** simulée sur le plan de la caméra. La **PSF** simulée est de forme analytique avec une extension latérale Gaussienne et une extension radiale combinée entre Gaussienne et Landau. Cette forme analytique dépendant uniquement de la distance radiale au centre de la caméra résulte d'un ajustement des **PSFs** obtenues par simulations Monte-Carlo du parcours des photons au travers du système optique des télescopes (voir IV.2.6).

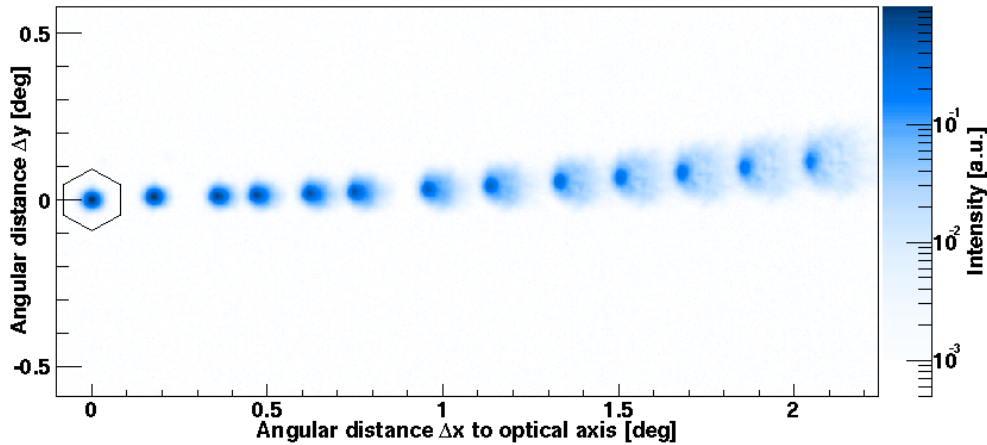


FIGURE IV.2.6 – Simulation de la déformation de **PSF** en fonction de la distance angulaire à l'axe de visée du télescope. Crédits : Cornils et al. (2003).

La **PSF** ainsi simulée est ensuite discrétisée sur une grille et projetée sur le plan de la caméra. Chaque pixel de la caméra touchant cette **PSF** est associé à un courant relatif à son illumination que je schématise en Figure IV.2.7.

J'ai remarqué que la discrétisation de la **PSF** simulée est un point très sensible de la méthode, en effet une discrétisation trop grossière de la **PSF** entraîne des effets significatifs sur la reconstruction des courbes de lumière. Afin de limiter ces effets je passe d'une grille 15×15 à 50×50 (voir Figure IV.2.8).

Ce changement a cependant un coût non-négligeable car le temps de calcul est ainsi multiplié par cinq, ce qui peut poser problème pour une étude d'effets systématiques portant sur de nombreux runs.

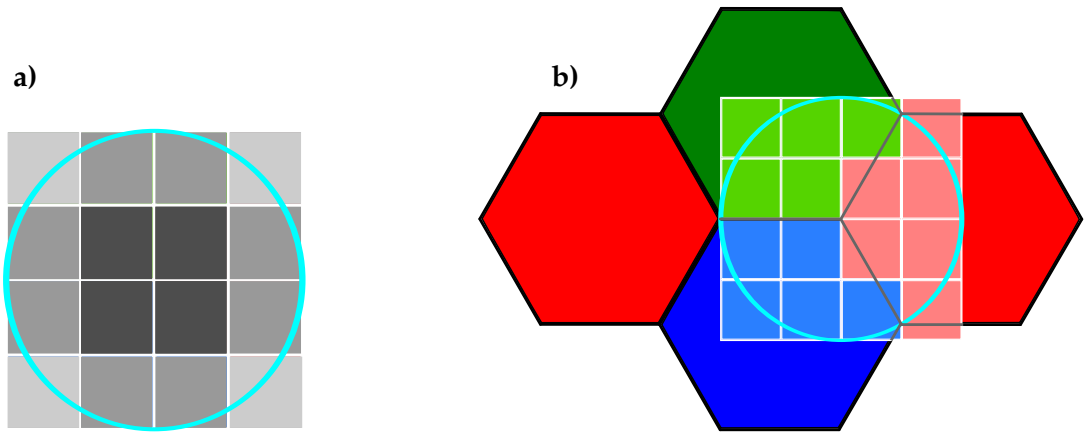


FIGURE IV.2.7 – **a)** : Schéma de la discrétisation de la *PSF* (cercle bleu) sur une grille (carrés gris). Les niveaux de gris représentent l'intensité lumineuse reçue dans chaque point de la grille. **b)** : Passage de la grille sur les pixels simulés de la caméra. Chaque point de la grille est associé à un pixel hexagonal de la caméra, l'intensité lumineuse reçue par un pixel est donc la somme des intensités associées des points de la grille.

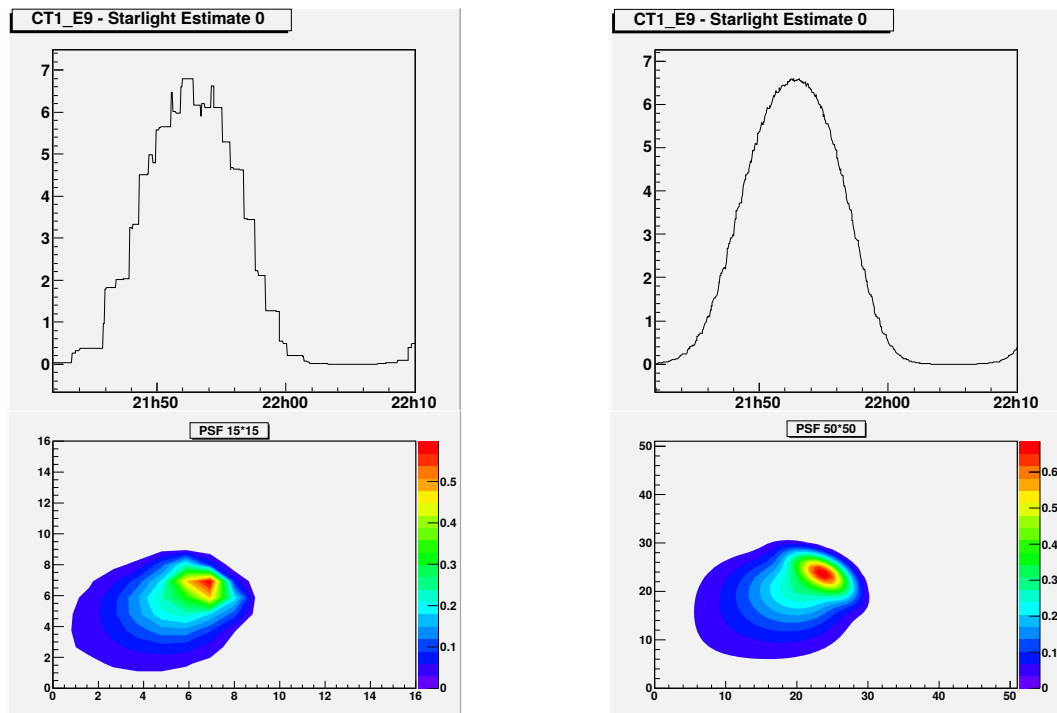


FIGURE IV.2.8 – Comparaison entre deux *PSF* et deux courbes de lumières de pixels simulées pour des discrétisations de *PSF* différentes (15 × 15 à gauche et 50 × 50 à droite).

IV.2.2.3 Décalage entre les courbes de lumières observées et simulées

La méthode de correction de pointé implémentée actuellement est basée sur la quantification du décalage entre les courbes de lumière observées et simulées des pixels. Cette quantification reposait jusqu'à présent sur l'estimation de la position du pic des courbes de lumière par l'étude de leurs dérivées qui, bien que fonctionnelle, présente deux défauts majeurs :

- Tout d'abord ces courbes peuvent être fortement bruitées, faussant l'estimation du pic ou bien même provoquant une fausse détection de pic. Un système complexe de coupure basé sur la forme et l'amplitude des courbes de lumières a été mis en place pour éviter ces fausses estimations mais échoue dans de nombreux cas.
- Un deuxième problème est l'absence d'incertitude associée à l'estimation de la position des pics, nous n'avons donc pas accès au degré de confiance à apporter à la méthode.

Nous avons donc décidé de nous passer de cette méthode et adopter à la place une méthode de corrélation croisée (cross-corrélation) permettant de quantifier de manière rigoureuse le décalage entre deux courbes de lumières et aussi d'estimer l'erreur associée à ce décalage. Pour cela on utilise la méthode dite de fonction discrète de corrélation (DCF) développée par [Edelson & Krolik \(1988\)](#) puis reprise par [White & Peterson \(1994\)](#). La fonction de cross-corrélation F_{CCF} discrétisée s'exprime ainsi,

$$F_{CCF}(\tau) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{[L(t_i) - \bar{L}] [C(t_i - \tau) - \bar{C}]}{\sigma_L \sigma_C}, \quad (2.5)$$

avec N le nombre de points minimal définissant les courbes de lumière mesurées $L(t_i)$ et simulées $C(t_i)$, dont les valeurs moyennes sont \bar{L} et \bar{C} , et les écarts types σ_L et σ_C . La fonction de corrélation est calculée pour différents décalages τ qui sont des multiples du pas de temps $\Delta t = t_{i+1} - t_i$.

L'erreur associée à cette méthode est de la forme

$$\epsilon = \frac{0.75 W_{DCF}}{1 + M_{DCF} (N - 2)^{1/2}}, \quad (2.6)$$

avec W_{DCF} la largeur à mi-hauteur de la DCF et M_{DCF} la valeur maximale de la DCF.

Le décalage temporel retenu correspond à la valeur de τ au maximum de la DCF. Afin de tester la validité de la méthode je regarde les résultats de la DCF pour différentes fonctions artificielles pouvant mimer des courbes de lumière (Gaussienne, Landau, Carré) dont les pics sont espacés de 3 secondes (voir Figure [IV.2.9](#)).

La DCF reconstruit exactement le décalage induit entre les pics pour les fonctions symétriques prouvant de fait son efficacité. Lorsque les fonctions ne sont pas symétriques le décalage le plus probable entre les courbes diffère du décalage entre les pics, ce que l'on observe pour la comparaison Gaussienne + Landau. Cette méthode est donc très efficace car elle détermine un décalage temporel basé sur la forme entière de la courbe de lumière et non plus uniquement sur les pics, ce qui enlève un biais important.

La DCF génère des résultats faux lorsque les pics des courbes de lumières sont proches des bords de la fenêtre temporelle des runs, en effet la méthode perd en efficacité si les courbes de lumière sont tronquées. Afin d'éviter ce désagrément une coupure est ajoutée, toutes les courbes de lumière dont le pic se situe dans le premier ou dernier vingtième de la fenêtre temporelle sont rejetées.

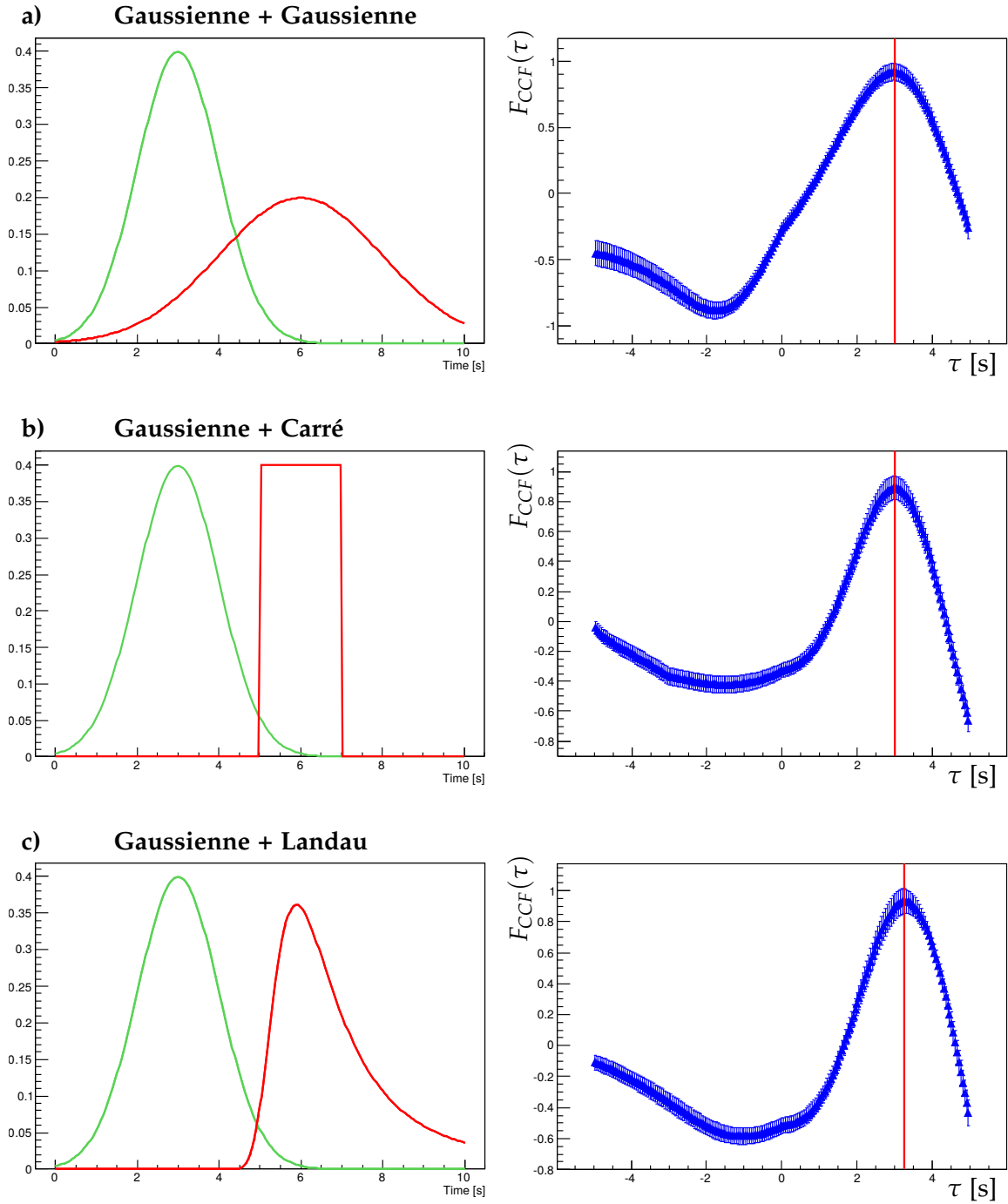


FIGURE IV.2.9 – Test de la DCF entre différentes fonctions mimant des courbes de lumières (Gaussienne, Landau, Carré) dont on induit un décalage temporel de 3 secondes entre les pics. La ligne rouge représente le décalage le plus probable reconstruit par la DCF.

IV.2.2.4 Résultats et discussion

Voici maintenant quelques comparaisons entre l'ancienne et la nouvelle méthode sur le run 55200 comprenant les télescopes CT₁, CT₂ et CT₄ (le télescope CT₃ n'était pas fonctionnel). En Figure IV.2.10 je présente une comparaison du tracé d'étoiles sur les pixels des caméras avec le décalage temporel relatif des courbes de lumière dans chaque pixel.

On remarque que les changements ne sont pas radicaux, cependant les traces d'étoiles sont en général mieux définies avec la nouvelle méthode. On remarque également que la sélection des pixels est plus dure, de nombreux pixels ne passant pas le jeu de coupures sont rejetés. On s'attend naturellement à ce que le décalage temporel estimé entre pixels voisins soit proche et c'est d'ailleurs le cas pour la grande majorité des pixels.

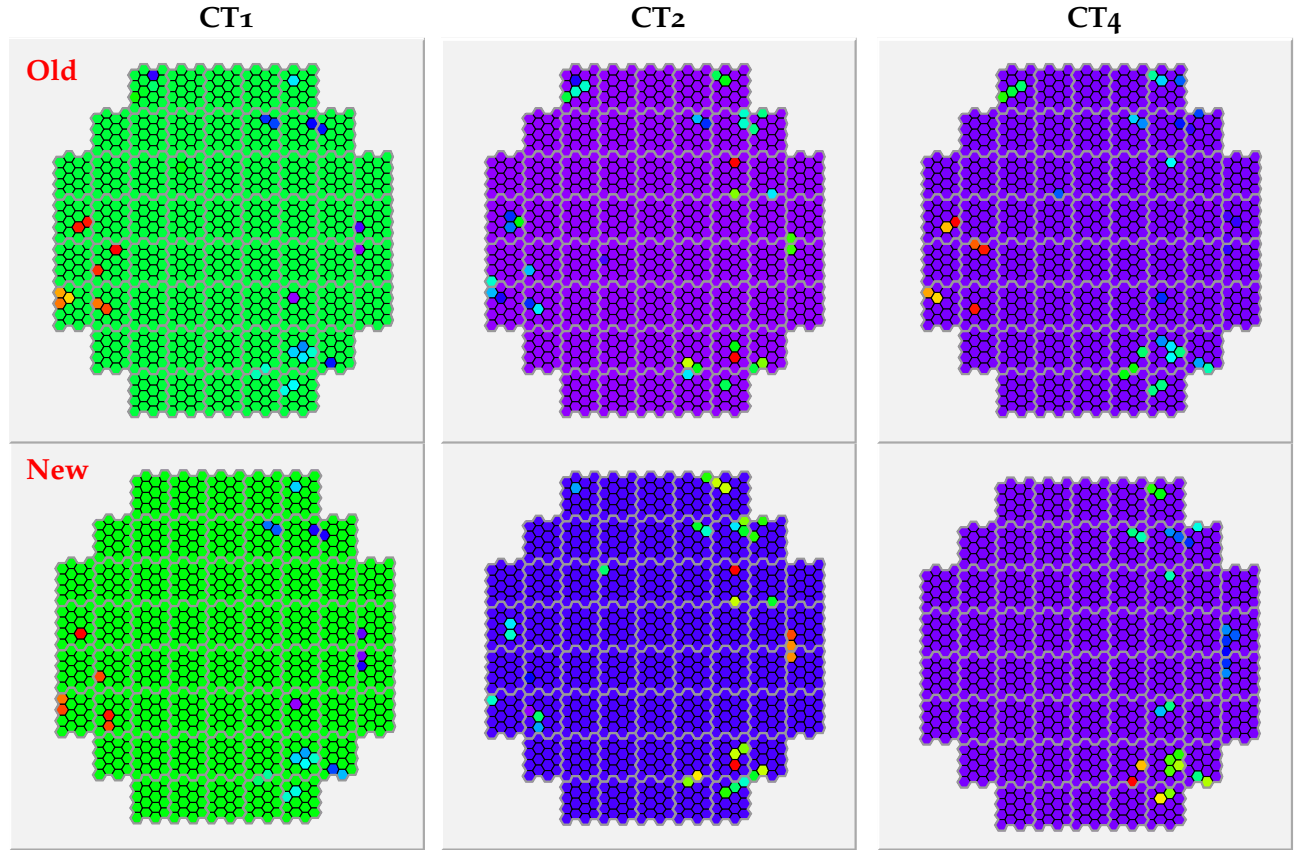


FIGURE IV.2.10 – Comparaison avec l'ancienne méthode du passage reconstruit des étoiles sur les caméra de H.E.S.S. pour le run 55200. Représentation des caméras dont chaque point représente un pixel. Les traînées de pixels de mêmes couleurs sont caractéristiques des traces d'étoiles. Les couleurs des pixels représentent le décalage temporel entre les courbes de lumière, simulées et observées, chaudes pour un décalage positif et froides pour un décalage négatif. La couleur de fond est la moyenne des décalages mesurés.

En Figure IV.2.11 je présente l'ajustement de la fonction 2.3 du décalage temporel sur la distribution angulaire des pixels. Plusieurs différences significatives entre l'ancienne et la nouvelle méthode sont à noter :

- Les valeurs extrêmes de décalages temporels, très probablement fausses sont maintenant éliminées.
- L'ajustement de la fonction Δt est bien plus convaincant pour CT1 et CT4, Cependant cet ajustement échoue pour CT2 ce qui est assez étrange car une forme proche de l'ancien modèle semble pourtant plus appropriée, c'est un point à étudier.
- Les décalages estimés par la DCF présentent maintenant des barres d'erreurs, ce qui est très appréciable. Mais ces barres d'erreurs sont clairement sous-estimées

pour de nombreux cas. Le problème semble venir de la méthode d'ajustement de la fonction Δt , c'est aussi un point à étudier.

Dû à une mauvaise estimation de l'erreur sur le décalage entre les courbes de lumières théoriques et observées, le χ^2 de l'ajustement de la fonction Δt n'est pas satisfaisant, ceci est un point critique pour une implémentation actuelle de la méthode dans les chaînes d'analyses car nous avons besoin de connaître précisément la confiance à accorder aux corrections de pointé. La poursuite de cette étude devra porter principalement sur l'amélioration de la simulation des étoiles sur la caméra. je rappelle que l'erreur attendue sur la précision de cette technique qui permettrait d'améliorer celle obtenue par le modèle mécanique est de l'ordre du millimètre sur le plan de la caméra, les pixels de H.E.S.S. faisant environ 6 cm de diamètre il faut donc être extrêmement rigoureux sur ces simulations.

Cette technique reste tout de même très prometteuse car elle ne dépend d'aucun autre système que les caméras Tcherenkov. De plus, la prochaine adaptation de *Starpointing* dans l'état actuel pour la caméra de CT5 devrait déjà permettre de dépasser la précision du modèle mécanique. En effet le champ de vue de CT5 est plus faible avec des pixels d'ouverture angulaire deux fois plus faible, les mouvements d'étoiles parcourant les pixels seront donc beaucoup plus clairs à identifier que ce que l'on peut observer pour les caméras de CT1-4.

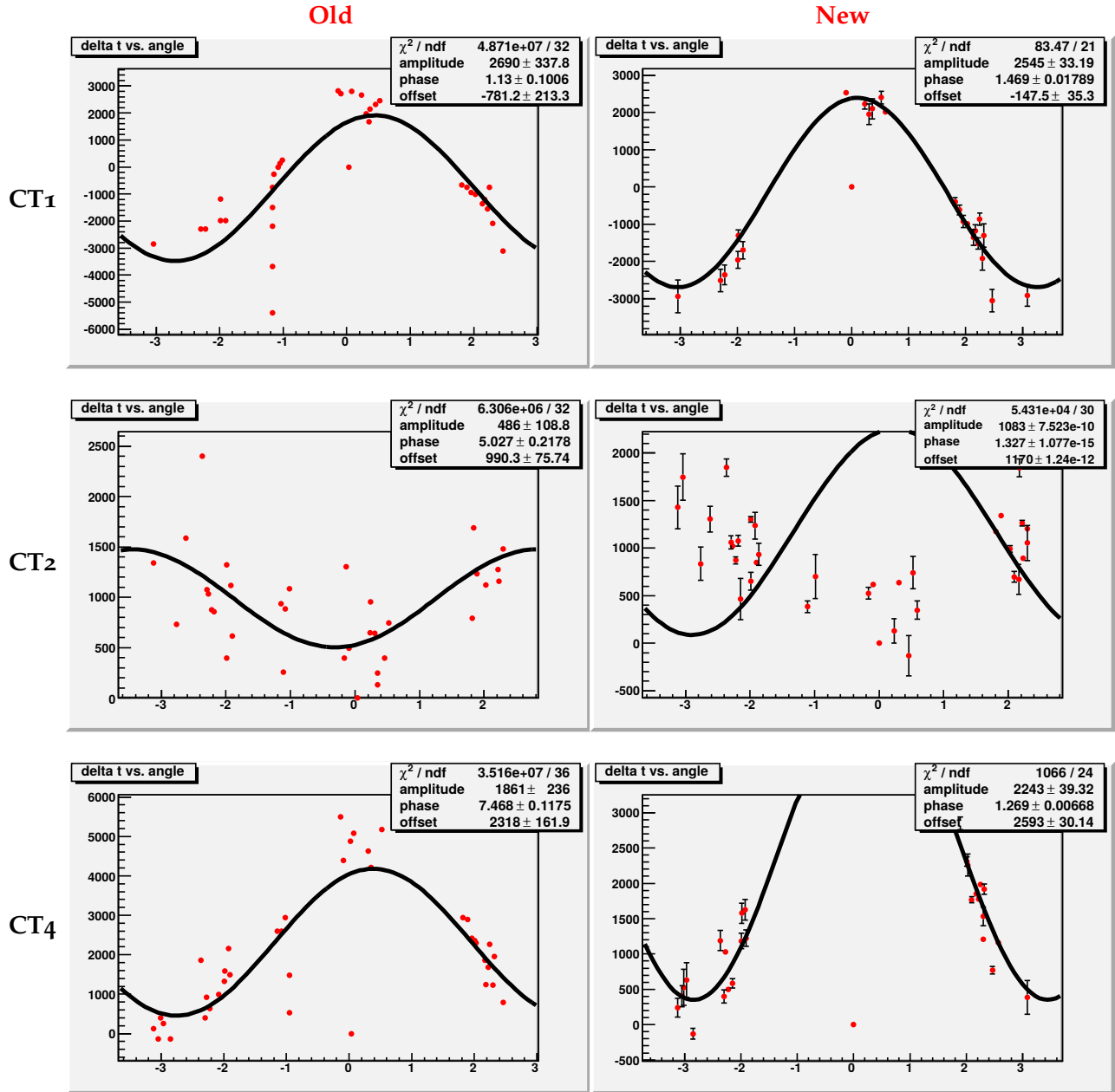


FIGURE IV.2.11 – Comparaison de l'ajustement de la fonction 2.3 sur la distribution angulaire des pixels entre l'ancienne et la nouvelle méthode pour le run 55200. Chaque point rouge représente un pixel avec une courbe de lumière observée et simulée passant les sélections.



Conclusion et perspectives

Au cours de ce travail de thèse je me suis intéressé aux blazars ne rentrant pas dans les schémas standards de classification, plus particulièrement les sources que nous appelons "intermédiaires" à l'intersection entre les différentes classes :

- Entre les classes spectrales **BL Lacs** et les **FSRQs** dont les **LBLs** et **IBLs** sont représentatifs
- Intermédiaires au niveau de la puissance de leur jets entre **FR I** et **FR II**.
- Intermédiaires au niveau de leur mécanisme d'accrétion entre **Disque fin standard** et **ADAF**.

De nombreuses sources ne rentrent pas dans le schéma de dichotomie des blazars liant **BL Lac - FR I - ADAF** d'une part et **FSRQ - FR II - Disque fin standard** d'autre part. J'ai donc cherché à comprendre la nature de ces objets résistant aux modélisations usuelles de scénario de type **SSC** à une zone par l'étude d'un **LBL** émettant au TeV, Ap Librae. Les principaux résultats de cette étude sont mis sous forme d'items.

- J'ai développé un nouveau code multi-zone **SSC** "BJet" permettant de prendre pleinement en compte les interactions radiatives entre le noyau accrétant, la base du jet étendu et une zone compacte à l'intérieur de ce jet "un blob".
- L'émission Compton-inverse des particules d'une zone compacte sur le champ radiatif de la base du jet étendu de la source permet d'expliquer les caractéristiques spéciales de la **SED** d'Ap Lib, et notamment son émission au TeV. C'est à l'heure actuelle le seul scénario pouvant s'ajuster précisément aux données, et ceci en prenant en compte les interactions entre les différentes composantes radiatives de la source.
- Je propose de contraindre directement les paramètres du modèle **SSC** par les données **VLBI** du jet, permettant ainsi d'avoir un scénario cohérent avec la structure et la cinématique observée du jet.
- Cette étude suggère un lien très étroit entre la zone compacte émettant en haute énergie à la base du jet simulée par les modèles **SSC** et les nodules radios observées en **VLBI**, laissant supposer que les nodules radio et le blob **SSC** ont un mécanisme de formation commun.
- Par ailleurs une structure à deux jets imbriqués de la source découle naturellement des données radio et de notre scénario d'émission avec un jet interne caractérisé par le blob **SSC** et le chapelet de nodules radio, entouré d'un jet étendu d'ouverture plus large dont la base est assimilable au cœur radio **VLBI**. Cette description conforte ainsi les scénarios de jets à deux composantes ou à deux écoulements proposés dans la littérature.
- La caractéristique particulière principale d'Ap Librae serait donc que l'émission de la base du jet étendu est relativement puissante comparée à celle du blob **SSC**, induisant des processus de rayonnement d'interaction entre ces deux zone très significatifs, et donc donnant la forme particulière observée de la **SED**.
- L'étude de la puissance radiative du disque et celle développée par le jet découlant

de notre modélisation nous indique une efficacité d'accrétion intermédiaire entre deux modèles de disques de type **Disque fin standard** et disque **ADAF**.

Je tente ensuite d'étendre cette étude précise d'un blazar spécifique à celle d'une population de source. Ce travail m'amène à définir la notion de blazar intermédiaire. On se rend compte qu'il y a plusieurs manières de reconnaître un blazar intermédiaire suivant trois critères basés sur l'aspect du jet étendu, de la **SED** et du jet **VLBI** :

- **BL Lac** avec un jet étendu en rayons X.
- Blazar présentant un changement de pente de son spectre radio-millimétrique vers 250 GHz.
- Blazar présentant des nodules radio **VLBI** quasi-stationnaires à la base du jet et des vitesses apparentes fortement supraluminiques plus en aval.

Bien que ces trois caractéristiques ne se recoupent que rarement (c'est le cas pour Ap Librae), elles indiquent toutes en soi un caractère intermédiaire. Je développe ci-dessous les résultats concernant la troisième caractéristique :

- L'étude des nodules **VLBI** des blazars, ou plutôt de la cinématique dans les jets de blazar nous a ouvert une méthode nouvelle de classification. En basant une classification des blazars uniquement sur les mouvements apparents des nodules radio **VLBI**, je distingue trois classes différentes (I, I/II et II) se recoupant bien avec les classes spectrales **HBL**, **IBL/LBL** et **FSRQ**. Ce recoupement est d'ailleurs quasiment parfait pour les blazars détectés au TeV.
- Grâce à une approche statistique réalisée à partir des observations de **MOJAVE** (167 blazars) de la détectabilité d'un jet radio, nous pouvons déterminer les propriétés physiques tels que l'ouverture du jet interne, le facteur Doppler, le facteur de Lorentz ainsi que l'angle du jet avec la ligne de visée pour de nombreuses sources de notre échantillon.
- Je remarque que certains nodules peuvent être dans un état quasi-stationnaire pendant de nombreuses années puis brutalement éjectés dans le jet, ou bien subissant une soudaine forte accélération. Ceci me permet de suggérer que ces nodules sont assimilables à des chocs de recollimation, et que les nodules en mouvements faibles ou quasi-stationnaires ne sont pas des traceurs du flux des particules sous-jacentes, évitant de fait une contradiction apparente toujours actuelle entre un grand facteur de Lorentz des jets et un faible mouvement des nodules radio.

En parallèle de ce travail sur la physique des blazars j'ai travaillé avec le réseau de télescopes H.E.S.S. sur l'observation et l'analyse de deux **AGN** (PMN J1603-4904 et PKS 0625-354), ainsi que sur une optimisation de ses performances par le développement d'une méthode pouvant augmenter la précision astrométrique.

- L'analyse H.E.S.S. de PMN J1603-4904 sur des données de 2014 nous indique des limites supérieures sur l'émission **VHE** de la source. Nous avons proposé une nouvelle campagne d'observation pour 2015 qui s'est achevée mi-juillet. Les données calibrées de ces observations seront disponible à très court-terme, ce qui nous per-

mettra de conclure définitivement sur la présence d'une émission **VHE** extrêmement importante pour l'étude des caractéristiques de cette source particulière à la morphologie **CSO**.

- PKS 0625-354 est un nouvel **AGN** détecté au TeV, nous avons obtenu un spectre **VHE** préliminaire de la source et proposé une première modélisation multi-longueur d'onde tenant en compte de l'émission radio à gamma **VHE**. Cette modélisation met en évidence le type **HBL** de la source avec cependant une émission radio-infrarouge forte et une pente radio à basse fréquence (< 1 GHz) caractéristique des radiogalaxies. Une étude en cours approfondie sur la cohérence de notre scénario d'émission nous donnera des indices très précieux sur cette émission hybride entre radiogalaxie et **HBL**.
- Le travail effectué sur l'amélioration du système de pointé via le suivi des étoiles sur les caméra H.E.S.S. nous a permis d'améliorer la confiance dans les résultats de cette méthode via entre autre l'implémentation d'une comparaison entre étoiles observées et simulées par cross-corrélation. Ce travail est toujours en cours et nous savons maintenant quels sont les points critiques restant nécessitant une étude approfondie des simulations afin d'implémenter prochainement cette méthode dans les chaînes d'analyses de H.E.S.S..

Perspectives :

J'ai jusqu'ici effleuré le potentiel énorme de l'étude des blazars intermédiaires qui, en faisant le lien entre différents régimes d'accrétions et d'éjections nous permettraient de comprendre la transition entre les différents blazars ainsi que de considérer leur évolution intrinsèque cosmologique. Ces sources remettent en questions les scénarios d'émission des jets et permettent de nous rendre compte des limites d'applicabilité des modèles actuels, nous ouvrant ainsi sur des scénarios plus globaux et plus rigoureux sur la complexité des mécanismes d'émission et d'accélération des particules dans les **AGN**.

De nombreux points restent à approfondir à la fin de notre étude :

- Tester de manière approfondie le modèle "Bjet" sur un échantillon significatif de sources intermédiaires afin de mettre en valeur les paramètres physiques particuliers de ces sources. Se concentrer plus particulièrement sur tous les **LBLs** et **IBLs** vu au TeV car ce sont les plus contraignants pour les modèles.
- Finaliser le développement du code Bjet pour l'observation des sources à différents angles de vues permettant une modélisation plus précise des blazars et surtout des radiogalaxies.
- Mettre à l'épreuve le scénario des nodules radio comme chocs de recollimation. Par exemple si une perturbation se produit dans une source avec des nodules stationnaires (classe I), nous devrions observer plusieurs "éruptions" de la source correspondant au déplacement de cette perturbation au travers des différents nodules. L'étude d'éruptions dans la gamme des rayons X semble la plus appropriée, car

cette émission dans les blazars est caractéristique d'une zone compacte dans le jet et on a accès à des suivis de variabilité précis pour de nombreuses sources.

- Tester les liens éventuels entre la cinématique des nodules radio et les propriétés des noyaux actifs (masse des trous noirs, luminosité des disques d'accrétion, efficacités d'accrétion ...)

BIBLIOGRAPHIE

- Abdo et al. 2010a, *Science*, 328, 725
- Abdo, A. A. et al. 2010b, *ApJ*, 720, 912
- Abraham, R. G., Crawford, C. S., & McHardy, I. M. 1991, *MNRAS*, 252, 482
- Acciari, V. A. et al. 2009, *ApJ*, 707, 612
- Acerro, F., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2015, *ApJS*, 218, 23
- Ackermann et al. 2011, *ApJ*, 743, 171
- Ackermann et al. 2013, *ApJS*, 209, 34
- Ackermann et al. 2015, *ArXiv eprints* 1501.06054
- Aharonian et al. 2003, *A&A*, 403, L1
- Aharonian et al. 2007, *ApJL*, 664, L71
- Aharonian et al. 2009, *ApJL*, 695, L40
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006, *Science*, 314, 1424
- Aharonian, F. A., Khargulyan, D., & Costamante, L. 2008, *MNRAS*, 387, 1206
- Aleksić et al. 2012, *A&A*, 539, L2
- Aleksić et al. 2014, *A&A*, 564, A5
- Andruchow, I., Romero, G. E., & Cellone, S. A. 2005, *A&A*, 442, 97
- Antonucci, R. R. J. & Ulvestad, J. S. 1985, *ApJ*, 294, 158
- Archambault, S. et al. 2013, *ApJ*, 776, 69
- Ashbrook, M. D. 1942, *Annals of Harvard College Observatory*, 109, 35
- Band, D. L. & Grindlay, J. E. 1985, *Apj*, 298, 128
- Barrau, A., Bazer-Bachi, R., Beyer, E., et al. 1998, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 416, 278

- Becherini, Y., Djannati-Ataï, A., Marandon, V., Punch, M., & Pita, S. 2011, *Astroparticle Physics*, 34, 858
- Beckmann, V. & Shrader, C. 2012, in *Proceedings of "An INTEGRAL view of the high-energy sky (the first 10 years)"*, 69
- Bennett, A. S. 1962, *MNRAS*, 125, 75
- Bernlöhr, K. 2008, *Astroparticle Physics*, 30, 149
- Biraud, F. 1971, *NATURE*, 232, 178
- Birkinshaw, M., Worrall, D. M., & Hardcastle, M. J. 2002, *MNRAS*, 335, 142
- Biteau, J. 2013, *Theses, Ecole Polytechnique X*
- Biteau, J. & Williams, D. A. 2015, *ArXiv e-prints*, 1502.04166
- Bloom, S. D. & Marscher, A. P. 1996, *Apj*, 461, 657
- Blumenthal, G. R. & Gould, R. J. 1970, *Reviews of Modern Physics*, 42, 237
- Bolmont, J., Corona, P., Gauron, P., et al. 2014, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 761, 46
- Bolton, J. G., Clarke, M. E., & Ekers, R. D. 1965, *Australian Journal of Physics*, 18, 627
- Bond, H. E. 1971, *ApJL*, 167, L79
- Böttcher, M., Reimer, A., Sweeney, K., & Prakash, A. 2013, *ApJ*, 768, 54
- Braun, I. 2007, *PhD thesis, Heidelberg U.*
- Braun, I., Bolz, O., van Eldik, C., et al. 2008, *Journal of Physics Conference Series*, 110, 062003
- Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, *MNRAS*, 344, 1000
- Burgess, A. M. & Hunstead, R. W. 2006a, *Aj*, 131, 100
- Burgess, A. M. & Hunstead, R. W. 2006b, *Aj*, 131, 114
- Carini, M. T., Miller, H. R., Noble, J. C., & Sadun, A. C. 1991, *Aj*, 101, 1196
- Cassaro, P., Stanghellini, C., Bondi, M., et al. 1999, *A&AS*, 139, 601
- Celotti, A. & Ghisellini, G. 2008, *MNRAS*, 385, 283
- Cerruti, M., Boisson, C., & Zech, A. 2013, *A&A*, 558, A47
- Cerruti, M., Zech, A., Boisson, C., & Inoue, S. 2015, *MNRAS*, 448, 910

- Chen, X., Pohl, M., & Böttcher, M. 2015, *MNRAS*, 447, 530
- Chiaberge, M. & Ghisellini, G. 1999, *MNRAS*, 306, 551
- Ciliegi, P., Bassani, L., & Caroli, E. 1993, *ApJS*, 85, 111
- Cohen, M. H., Meier, D. L., Arshakian, T. G., et al. 2014, *ApJ*, 787, 151
- Cooper, N. J., Lister, M. L., & Kochanzyk, M. D. 2007, *ApJS*, 171, 376
- Coppi, P. S. & Blandford, R. D. 1990, *MNRAS*, 245, 453
- Cornils, R. et al. 2003, *Astroparticle Physics*, 20, 129
- Cutini, S. et al. 2014, *MNRAS*, 445, 4316
- de Gouveia dal Pino, E. M. & Lazarian, A. 2005, *A&A*, 441, 845
- de Naurois, M. 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints astro-ph/0607247*
- de Naurois, M. & Rolland, L. 2009, *Astroparticle Physics*, 32, 231
- Dermer, C. D. & Atoyan, A. 2001, *ArXiv Astrophysics e-prints : astro-ph/0107200*
- Dexter, J., McKinney, J. C., Markoff, S., & Tchekhovskoy, A. 2014, *MNRAS*, 440, 2185
- Disney, M. J., Peterson, B. A., & Rodgers, A. W. 1974, *ApJL*, 194, L79
- Dollfus, A. 1959, *L'Astronomie*, 73, 467
- Edelson, R. A. & Krolik, J. H. 1988, *ApJ*, 333, 646
- Fanaroff, B. L. & Riley, J. M. 1974, *MNRAS*, 167, 31P
- Fioc, M. & Rocca-Volmerange, B. 1997, *A&A*, 326, 950
- Fioc, M. & Rocca-Volmerange, B. 1999, *ArXiv Astrophysics e-prints, astro-ph/9912179*
- Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., Comastri, A., & Ghisellini, G. 1998, *MNRAS*, 299, 433
- Franceschini, A., Rodighiero, G., & Vaccari, M. 2008, *A&A*, 487, 837
- Frye, G. M., Albats, P. A., & Zych, A. D. 1971, *Nature*, 233, 466
- Gabuzda, D. C., Reichstein, A. R., & O'Neill, E. L. 2014, *MNRAS*, 444, 172
- Georganopoulos, M. & Kazanas, D. 2003, *ApJL*, 594, L27
- Ghisellini, G. & Madau, P. 1996, *MNRAS*, 280, 67
- Ghisellini, G. & Tavecchio, F. 2008, *MNRAS*, 387, 1669
- Ghisellini, G. & Tavecchio, F. 2009, *MNRAS*, 397, 985

- Ghisellini, G. & Tavecchio, F. 2010, *MNRAS*, 409, L79
- Ghisellini, G., Tavecchio, F., & Chiaberge, M. 2005, *A&A*, 432, 401
- Ghisellini, G., Tavecchio, F., Foschini, L., & Ghirlanda, G. 2011, *MNRAS*, 414, 2674
- Giannios, D. 2011, *Journal of Physics Conference Series*, 283, 012015
- Giannios, D. 2013, *MNRAS*, 431, 355
- Giebels, B., Dubus, G., & Khélifi, B. 2007, *A&A*, 462, 29
- Gillessen, S. 2003, in *Proceedings, 28th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2003)*, 2899–2902
- Gilmore, R. C., Somerville, R. S., Primack, J. R., & Domínguez, A. 2012, *MNRAS*, 422, 3189
- Giommi, P. et al. 2012, *A&A*, 541, A160
- Gould, R. J. 1979, *A&A*, 76, 306
- Griffith, M. R. & Wright, A. E. 1993, *AJ*, 105, 1666
- Hartman, R. C. et al. 1999, *ApJS*, 123, 79
- Hervet, O., Boisson, C., & Sol, H. 2015, *A&A*, 578
- H.E.S.S. Collaboration. 2015, *A&A*, 573, A31
- Hildebrand, D. 2011, *International Cosmic Ray Conference*, 8, 189
- Hillas, A. M. 1985, *International Cosmic Ray Conference*, 3, 445
- Hofmann, W. 2010, *The Astronomer's Telegram*, 2743, 1
- Hoshino, M. 2001, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 143, 149
- Hyvönen, T., Kotilainen, J. K., Falomo, R., Örndahl, E., & Pursimo, T. 2007, *A&A*, 476, 723
- Inoue, S. & Takahara, F. 1996, *ApJ*, 463, 555
- Jones, D. H. et al. 2009, *MNRAS*, 399, 683
- Joshi, M. & Böttcher, M. 2007, *ApJ*, 662, 884
- Joshi, M. & Böttcher, M. 2011, *ApJ*, 727, 21
- Kanbach, G., Bertsch, D. L., Fichtel, C. E., et al. 1988, *SSR*, 49, 69
- Katarzyński, K., Sol, H., & Kus, A. 2001, *A&A*, 367, 809
- Katarzyński, K., Sol, H., & Kus, A. 2003, *A&A*, 410, 101

- Kaufmann, S., Wagner, S. J., & Tibolla, O. 2013, *ApJ*, 776, 68
- Kellermann, K. I., Sramek, R., Schmidt, M., Shaffer, D. B., & Green, R. 1989, *Aj*, 98, 1195
- Kewley, L. J., Groves, B., Kauffmann, G., & Heckman, T. 2006, *MNRAS*, 372, 961
- Kharb, P., Lister, M. L., & Cooper, N. J. 2010, *ApJ*, 710, 764
- Kharb, P., Lister, M. L., & Shastri, P. 2008, *International Journal of Modern Physics D*, 17, 1545
- Khiali, B., de Gouveia Dal Pino, E. M., & del Valle, M. V. 2015, *MNRAS*, 449, 34
- Kotilainen, J. K., Falomo, R., & Scarpa, R. 1998, *A&A*, 336, 479
- Kowal, G., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A. 2012, *Physical Review Letters*, 108, 241102
- Laing, R. A., Riley, J. M., & Longair, M. S. 1983, *MNRAS*, 204, 151
- Landt, H., Perlman, E. S., & Padovani, P. 2006, *ApJ*, 637, 183
- Lazarian, A., Vlahos, L., Kowal, G., et al. 2012, *SSRv*, 173, 557
- Le Bohec, S., Degrange, B., Punch, M., et al. 1998, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 416, 425
- Lefaucheur, J. 2015, *Theses, UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT SORBONNE PARIS CITÉ (Paris 7)*
- Lemière, A. 2006, *PhD thesis, thèse de doctorat dirigée par Djannati-Ataï, Arache Champs, particules, matière Paris 7 2006*
- Lemoine-Goumard, M., Degrange, B., & Tluczykont, M. 2006, *Astroparticle Physics*, 25, 195
- Lenain, J.-P., Boisson, C., Sol, H., & Katarzyński, K. 2008, *A&A*, 478, 111
- Li, T.-P. & Ma, Y.-Q. 1983, *ApJ*, 272, 317
- Liao, N. H., Bai, J. M., Liu, H. T., et al. 2014, *ApJ*, 783, 83
- Lister, M. L., Aller, M. F., Aller, H. D., et al. 2013, *AJ*, 146, 120
- Lister, M. L., Marscher, A. P., & Gear, W. K. 1998, *ApJ*, 504, 702
- Longair, M. S. 1992, *High energy astrophysics. Vol.1 : Particles, photons and their detection*
- Longair, M. S. 1994, *High energy astrophysics. Volume 2. Stars, the Galaxy and the interstellar medium.*

- Marscher, A. P. 1977, *Apj*, 216, 244
- Marscher, A. P. 2014, *ApJ*, 780, 87
- Marscher, A. P. & Gear, W. K. 1985, *ApJ*, 298, 114
- Marscher, A. P. & Jorstad, S. G. 2011, *ApJ*, 729, 26
- Marscher, A. P. et al. 2008, *Nature*, 452, 966
- Meier, D. L. 2013, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 61, European Physical Journal Web of Conferences, 1001
- Meliani, Z. & Keppens, R. 2007, *A&A*, 475, 785
- Meliani, Z. & Keppens, R. 2009, *ApJ*, 705, 1594
- Meyer, E. T., Fossati, G., Georganopoulos, M., & Lister, M. L. 2011, *ApJ*, 740, 98
- Mizuno, Y., Gomez, J. L., Nishikawa, K.-I., et al. 2015, *ArXiv e-prints* 1505.00933
- Müller, C. et al. 2014, *A&A*, 562, A4
- Müller, C. et al. 2015, *A&A*, 574, A117
- Netzer, H. 2015, *ARA&A*, 53, 365
- Nolan et al. 2012, *ApJS*, 199, 31
- Oda, H., Machida, M., Nakamura, K. E., & Matsumoto, R. 2009, *ApJ*, 697, 16
- Osterbrock, D. E. 1981, *Apj*, 249, 462
- O'Sullivan, S. P. & Gabuzda, D. C. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 427, *Accretion and Ejection in AGN : a Global View*, ed. L. Maraschi, G. Ghisellini, R. Della Ceca, & F. Tavecchio, 207
- Parsons, R. D. & Hinton, J. A. 2014, *Astroparticle Physics*, 56, 26
- Perucho, M., Kovalev, Y. Y., Lobanov, A. P., Hardee, P. E., & Agudo, I. 2012, *ApJ*, 749, 55
- Pühlhofer, G., Daum, A., Hermann, G., et al. 1997, *Astroparticle Physics*, 8, 101
- Pursimo, T., Nilsson, K., Takalo, L. O., et al. 2002, *A&A*, 381, 810
- Raimundo, S. I., Fabian, A. C., Vasudevan, R. V., Gandhi, P., & Wu, J. 2012, *MNRAS*, 419, 2529
- Raiteri, C. M., Villata, M., Bruschini, L., et al. 2010, *A&A*, 524, A43
- Ravasio, M., Tagliaferri, G., Ghisellini, G., et al. 2002, *A&A*, 383, 763

- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1979, Radiative processes in astrophysics
- Sambruna, R. M., Donato, D., Cheung, C. C., Tavecchio, F., & Maraschi, L. 2008, *ApJ*, 684, 862
- Sambruna, R. M., Donato, D., Tavecchio, F., et al. 2007, *ApJ*, 670, 74
- Sanchez, D., Giebels, B., & Fortin, P. 2012, in *IAU Symposium*, Vol. 284, *IAU Symposium*, ed. R. J. Tuffs & C. C. Popescu, 411–413
- Schmidt, M. 1963, *Nature*, 197, 1040
- Schwartz, D. A. & Ku, W. H.-M. 1983, *ApJ*, 266, 459
- Seyfert, C. K. 1943, *Apj*, 97, 28
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Sikora, M., Begelman, M. C., & Rees, M. J. 1994, *ApJ*, 421, 153
- Sol, H., Pelletier, G., & Asseo, E. 1989, *MNRAS*, 237, 411
- Spinrad, H., Marr, J., Aguilar, L., & Djorgovski, S. 1985, *PASP*, 97, 932
- Stickel, M., Meisenheimer, K., & Kuehr, H. 1994, *A&AS*, 105, 211
- Strittmatter, P. A., Serkowski, K., Carswell, R., et al. 1972, *ApJL*, 175, L7
- Tavecchio, F., Becerra-Gonzalez, J., Ghisellini, G., et al. 2011, *A&A*, 534, A86
- Tavecchio, F., Ghisellini, G., Ghirlanda, G., Foschini, L., & Maraschi, L. 2010, *MNRAS*, 401, 1570
- Tavecchio, F., Maraschi, L., & Ghisellini, G. 1998, *ApJ*, 509, 608
- Tavecchio, F., Maraschi, L., Sambruna, R. M., & Urry, C. M. 2000, *ApJL*, 544, L23
- Tornikoski, M., Valtaoja, E., Terasranta, H., et al. 1993, *AJ*, 105, 1680
- Urry, C. M. & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803
- Urry, C. M., Scarpa, R., O'Dowd, M., et al. 2000, *ApJ*, 532, 816
- Čemeljić, M., Shang, H., & Chiang, T.-Y. 2013, *ApJ*, 768, 5
- Völk, H. J. & Bernlöhr, K. 2009, *Experimental Astronomy*, 25, 173
- Vuillaume, T., Henri, G., & Petrucci, P.-O. 2015, *ArXiv e-prints* : 1507.04276
- Weekes, T. C., Cawley, M. F., Fegan, D. J., et al. 1989, *ApJ*, 342, 379
- White, R. J. & Peterson, B. M. 1994, *PASP*, 106, 879

Woo, J.-H., Urry, C. M., van der Marel, R. P., Lira, P., & Maza, J. 2005, *ApJ*, 631, 762

Worrall, D. M., Birkinshaw, M., & Hardcastle, M. J. 2001, *MNRAS*, 326, L7

Wright, A. E., Griffith, M. R., Burke, B. F., & Ekers, R. D. 1994, *ApJS*, 91, 111

Wright, E. L. 2006, *PASP*, 118, 1711

Wu, Q. & Cao, X. 2008, *ApJ*, 687, 156

Zanni, C. & Ferreira, J. 2013, *A&A*, 550, A99

VI

Annexe

Linking radio and gamma ray emission in Ap Librae

O. Hervet, C. Boisson and H. Sol

LUTH, Observatoire de Paris, CNRS, Université Paris Diderot, 5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France
e-mail: olivier.hervet@obspm.fr

March 20, 2015

ABSTRACT

Ap Lib is one of the rare low-synchrotron-peaked blazars detected so far at TeV energies. This type of source is not properly modelled by standard one-zone leptonic synchrotron self-Compton (SSC) emission scenarios. The aim of this paper is to study the relevance of additional components that should naturally occur in an SSC scenario for a better understanding of the emission mechanisms, especially at very high energies (VHE). We use simultaneous data from a multi-wavelength campaign of the Planck, Swift-UVOT, and Swift-XRT telescopes carried out in February 2010, as well as quasi-simultaneous data of WISE, Fermi, and H.E.S.S. taken in 2010. The multi-lambda emission of Ap Lib is modelled by a blob-in-jet SSC scenario including the contribution of the base of the VLBI-extended jet, the radiative blob-jet interaction, the accretion disk, and its associated external photon field. We show that signatures of a strong parsec-scale jet and of an accretion disk emission are present in the spectral energy distribution. We can link the observational VLBI jet features from MOJAVE to parameters expected for a VHE-emitting blob accelerated near the jet base. The VHE emission appears to be dominated by the inverse-Compton effect of the blob relativistic electrons interacting with the jet synchrotron radiation. In this scenario, Ap Lib appears as an intermediate source between BL Lac objects and flat-spectrum radio quasars. Ap Lib could be a bright representative of a specific class of blazars, in which the parsec-scale jet luminosity is no more negligible compared to the blob and contributes to the high-energy emission through inverse-Compton processes.

Key words. Radiation mechanisms: non-thermal – Galaxies: active – Galaxies: jets – Radio continuum: galaxies – Gamma rays: galaxies – BL Lacertae objects: individual: Ap Lib

1. Introduction

Blazars are a distinctive class of active galactic nuclei (AGN) that are known to exhibit rapid variability, to lack bright emission lines in their spectra, to show strong and variable polarization at optical and radio wavelengths, and flat high-frequency radio spectra (Strittmatter et al. 1972). They are known to emit radiation across the entire electromagnetic spectrum. Their broad-band continuum energy distribution (SED), from radio to gamma-rays, consists of two distinct broad bumps: a low-energy component from radio through UV or X-rays, and a high-energy component from X-rays to gamma-rays. In most standard leptonic scenarios, the first bump is interpreted as the synchrotron emission of highly relativistic electrons in magnetized plasmas, the second high-energy component as due to the inverse-Compton emission from electrons upscattering synchrotron photons (synchrotron-self-Compton scenario, SSC) or photons from the ambient fields (external inverse-Compton, EIC).

Blazars can be classified according to the frequency of the peak of the low-energy (synchrotron) SED component:

- Low-synchrotron-peaked (LSP) blazars, consisting of flat-spectrum radio quasars (FSRQs) and low-frequency-peaked BL Lac objects (LBLs), have their synchrotron peak in the infrared regime, at $\nu_s \leq 10^{14}$ Hz.
- Intermediate-synchrotron-peaked (ISP) blazars, including LBLs and intermediate BL Lac objects (IBLs), have their low-energy peak at optical – near-UV frequencies at $10^{14} \text{ Hz} < \nu_s \leq 10^{15}$ Hz.
- High-synchrotron-peaked (HSP) blazars, which are almost all high-frequency-peaked BL Lac objects (HBL), have their synchrotron peak at X-ray energies with $\nu_s > 10^{15}$ Hz.

The majority of blazars (almost 80%) detected at VHE belong to the HBL subclass. Their average SED as well as individual flares can in most cases be well described by simple SSC scenarios. However, a few cases of LBL and IBL sources, among which Ap Lib (PKS 1514-241), have been seen at VHE as well and raise specific questions.

Ap Lib was first quoted as a variable star by Ashbrook (1942) before it was identified as the optical counterpart of the radio source PKS 1514-241 (Bond 1971; Biraud 1971). It had also previously been identified with a faint, compact galaxy (Bolton et al. 1964). Strittmatter et al. (1972) and Bond (1973) first suggested that Ap Lib was a member of the BL Lac class of objects. To date, the best available measurement that demonstrates its very fast optical variability gives a variation rate of up to 0.06 ± 0.01 mag/hr in the V band (Carini et al. 1991). Optical polarization as high as 8.0% is observed (Stickel et al. 1994), but the average degree of polarization is quite low in the IR (Andruchow et al. 2005).

Faint emission and absorption lines confined to the nucleus were detected, which led to a first estimate of a redshift of $z=0.049$ (Disney et al. 1974), which is confirmed by the final redshift release of the 6dF Galaxy Survey (Jones et al. 2009). A supermassive black hole mass of $10^{8.4 \pm 0.06} M_\odot$ was deduced from velocity dispersion measurements together with an elliptic host galaxy mass of $10^{11.40 \pm 0.03} M_\odot$ by Woo et al. (2005). In the same paper, Ap Lib, known as an RBL (radio-selected) source (Ciliegi et al. 1993), was named LBL for the first time.

Ap Lib presents a rather flat radio spectrum from 8.4 to 90 GHz with an average spectral slope of $\eta = 0.76$ ($\nu F_\nu \propto \nu^\eta$) (Tornikoski et al. 1993). A 43 GHz polarization was measured by Lister et al. (1998), only one component located at ~ 1 mas

to the core showed a significant polarization level of 7%, the core itself had a polarization level below 0.08%. In the same paper the radio jet morphology is described with a jet pointing toward P.A. = 171°, within 1 mas to the core, then turning to P.A. = 157°. More recently, [Lister et al. \(2013\)](#) reported direct VLBI measurements of jet flow kinematics and magnetic field properties.¹

Ap Lib was first detected in X-rays by the Einstein X-ray Observatory ([Schwartz & Ku 1983](#)). The high-energy (HE) emission of the source ($E > 100$ MeV) was detected by different atmospheric balloons ([Frye et al. 1971](#)), but only in 1999 it was realized, thanks to EGRET on the CGRO satellite, that the gamma-ray source is associated to Ap Lib ([Hartman et al. 1999](#)). In 2010, the H.E.S.S. collaboration [Hofmann \(2010\)](#) reported very high energy (VHE) emission ($E > 100$ GeV) detection.

Currently, only ten other LBLs or IBLs have been detected in the TeV energy range by IACTs, namely BL Lacertae, 3C66A, W Comae, S5 0716+714, IES 1440+122, PKS 1424+240, VER J0521+211 and MAGIC J2001+435. These sources are rather peculiar, for example BL Lacertae and VER J0521+211 could have a different categorisation following their activity, IBL in low state and HBL in high state. The recent observation of an extended X-ray jet by the Chandra satellite ([Kaufmann et al. 2013](#)) in addition to its VHE detection makes Ap Lib a unique LBL specimen. Moreover, pure SSC models have difficulties to reproduce the properties of at least three of these sources, BL Lacertae ([Ravasio et al. 2002](#)), 3C66A ([Joshi & Böttcher 2007](#)), and W Comae ([Acciari et al. 2009](#)). Scenarios that include an additional gamma-ray emission by an external comptonization have been favoured for these sources. More recently, [Raiteri et al. \(2010\)](#) highlighted the existence of two SSC zones in the BL Lac SED.

Previous attempts to model Ap Lib with simple one-zone SSC were not successful ([Tavecchio et al. 2010](#); [Sanchez et al. 2012](#)). The very broad high-energy bump of Ap Lib suggests that a more complex SSC model is needed to describe the emission scenario, as we show here.

In Sect. 2 we describe the data we used and the host galaxy correction. In Sect. 3 we follow the method of [Tavecchio et al. \(1998\)](#) to test the relevance of simple SSC scenarios and to constrain the B - δ domain of magnetic field and Doppler factor. We also show that it is difficult to fit the SED with these constraints with a pure SSC code. In Sect. 4 we further develop a multi-component SSC code based on the "blob-in-jet" scenario by [Katarzyński et al. \(2001\)](#) by taking into account specific spectral components due to the parsec-scale jet and accretion disk, which were negligible in the cases of HBL sources, but could play a significant role in IBL/LBL objects. VLBI radio data are used in Sect. 5 to deduce additional constraints on the model that we propose and discuss in Sect. 6. We report in Sect. 7 that other sources present an SED somewhat similar to Ap Lib. They might form a specific subclass of blazars together with Ap Lib with a significant imprint of their VLBI jet on the SED even at non-radio frequencies.

We name the various components of the jet as follows:

- Extended jet: jet seen in radio and X-ray from pc to kpc scales.
- Pc-jet (parsec-scale jet): base of the extended jet until 100 pc.
- Inner jet: corresponds to the string of radio knots observed along the jet axis.

Throughout the paper, we consider a cosmological constant $H_0 = 70 \text{ km.s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ and $\Omega_M = 0.3$.

2. Spectral energy distribution

2.1. Data

Since Ap Lib is variable, simultaneous or quasi-simultaneous data are collected to build the SED. We used the contemporaneous data recently published by [Giommi et al. \(2012\)](#), including data from Planck (from 17-02-2010 to 23-02-2010), Swift-UVOT (20-02-2010 and 22-02-2010), Swift-XRT (20-02-2010), and Fermi-LAT (January to March 2010). ApLib was observed by H.E.S.S. from 11-05-2010 to 10-07-2010 ([Fortin et al. 2010](#)), with a spectral slope of $\Gamma = 2.45 \pm 0.20$ ([Sanchez et al. 2012](#)). No strong variability being highlighted by Fermi observations, we consider that in spite of the temporal gap with the multi-wavelength campaign, these data can be used in the SED modelling. Non-simultaneous data were used to complete the general shape of the SED, but were not taken into account in the modelling. We show non-simultaneous points only in the energy ranges uncovered by simultaneous data. We included archive radio data from the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED)² and Swift-BAT data from the ASI Science Data Center (ASDC)³. Multi-wavelength data are shown in Fig. 1. Throughout the paper, the host galaxy contribution was subtracted as described below.

2.2. Contamination by the host galaxy

Ap Lib is a nearby source, therefore its host galaxy has been resolved in the optical and near-infrared (e.g. [Kotilainen et al. \(1998\)](#); [Urry et al. \(2000\)](#); [Pursimo et al. \(2002\)](#); [Hyvönen et al. \(2007\)](#)). To model the SED, this contamination of the non-thermal emission has to be taken into account.

Imaging studies of BL Lacs have shown that the host galaxies have de Vaucouleurs type surface brightness profiles, as elliptical galaxies do. Moreover, R-H colours ([Hyvönen et al. 2007](#)) agree well with evolutionary population synthesis models, which predict for low-redshift, solar metallicity ellipticals R-H \sim 2.4 for a typical age of 13 Gyr (e.g. [Fioc & Rocca-Volmerange \(1997\)](#); [Bruzual & Charlot \(2003\)](#)). To evaluate the host galaxy contribution to the observed radiation of Ap Lib, we thus used the elliptical galaxy template spectra from PEGASE 2 ([Fioc & Rocca-Volmerange 1999](#)) to generate a synthetic spectrum for a galaxy of age 13 Gyr and mass of $10^{11.40 \pm 0.03} M_\odot$ ([Woo et al. 2005](#)), at the distance of the source.

Then to estimate the host contribution in each UVOT and WISE filter of the SED, we used the effective radius deduced from two-dimensional R-band photometric decomposition into nucleus and host galaxy, $r_{eR} = 6.72''$ by [Pursimo et al. \(2002\)](#) and the aperture correction given in Eq. (4) of [Young \(1976\)](#) for a de Vaucouleurs profile of a spherical galaxy.

In all subsequent figures the host contribution has been subtracted.

3. Constraints on a simple SSC scenario

The unusual width of the high-energy bump in the SED makes modelling with pure SSC scenarios very challenging. No SSC model published on this source does account for VHE data ([Tavecchio et al. 1998](#); [Sanchez et al. 2012](#)), and other radiating components are probably needed to describe the Ap Lib spectrum. However, before considering more complex models, we

¹ <http://www.physics.purdue.edu/astro/MOJAVE/sourcepages/1514-241.shtml>

² <http://ned.ipac.caltech.edu/>

³ <http://tools.asdc.asi.it/>

first analyse the limits of pure SSC scenarios for AP Librae in this section.

Under the SSC assumption, we can derive physical constraints on the source from the SED shape and the variability properties and border the B- δ domain for the magnetic field B and Doppler factor δ .

We considered a simple stationary homogeneous one-zone SSC model (Katarzyński et al. 2001). The SSC model describes the emitting region as a spherical plasma blob of radius R, filled with a tangled magnetic field B, that propagates with a bulk Doppler factor δ inside the jet. The low-frequency and VHE bumps are interpreted as the synchrotron and IC emission from a population of relativistic leptons (e^\pm) assigned to a single-electron population for simplicity. The primary electron energy distribution, between Lorentz factors γ_{min} and γ_{max} , is parametrized by a broken power-law function, with normalization factor K (defined as the number density of electrons at $\gamma = 1$, in units of cm^{-3}) and indices n_1 below and n_2 above a break energy γ_{break} . The absorption by the extragalactic background light is taken into account by adopting the model of Franceschini et al. (2008). This type of SSC model has typically eight main free parameters and thus requires high-quality data over a wide spectral range to be well constrained.

The size of the gamma-ray emitting zone R can be derived from the minimum variability time scale t_{var} following the expression $R = t_{var}\delta c/(1+z)$. To our knowledge, the fastest reported variability of the source is $t_{var} = 1.3$ days. A luminosity variation of a factor about 1.8 was observed in ~ 24 h in the V band between 1989 March 16 and March 17, and was extrapolated to a doubling time scale (Carini et al. 1991).

The shape of the observed SED can be used to derive observable quantities by imposing further constraints on the physical parameters (see e.g. Tavecchio et al. (1998)). The frequency and luminosity of the synchrotron (ν_s, L_s) and Compton (ν_c, L_c) peaks are estimated by interpolating the low- and high-energy bumps of the SED by a cubic polynomial function (see Fig. 1). Because the low-energy component is highly constrained by the data, the synchrotron peak is well determined. Although the Compton component peak is poorly constrained by the available data, it can be considered to lie between Swift-Bat and H.E.S.S. data. Below and above the synchrotron peak, the spectrum is quite smooth and can be approximated with a power law ($F_\nu \propto \nu^\alpha$) with indices $\alpha_1 = 0.29$ and $\alpha_2 = 1.58$, respectively. Adding the highest observed frequency in VHE, ν_γ , Table 1 summarizes the eight observational constraints provided by the data.

Table 1. Observables deduced from the SED shape.

Symbol	Value	Unit
L_s	1.25×10^{44}	erg.s^{-1}
L_c	$[5.1 \times 10^{43}, 1.3 \times 10^{44}]$	erg.s^{-1}
ν_s	5.9×10^{13}	Hz
ν_c	$[2.0 \times 10^{19}, 5.0 \times 10^{24}]$	Hz
ν_γ	4.0×10^{26}	Hz
α_1	0.29	
α_2	1.58	

From the condition of transparency of gamma-rays to pair-production absorption, a strong constraint on the minimum Doppler factor is obtained, $\delta \geq 10.3$. For the values of the peak frequencies and slopes in Table 1, the KN limit implies $\delta_{KN} < 0.29$, which is lower than the transparency limit. We can thus consider that the emission scenario is dominated by the

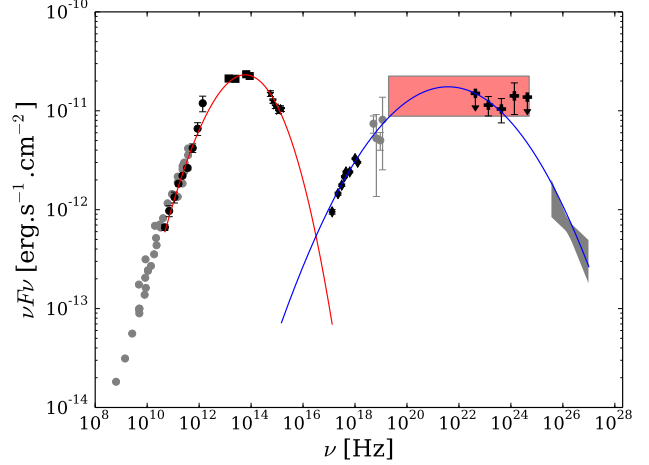


Fig. 1. Interpolation of the Ap Lib SED by two-third degree polynomial functions, showing the synchrotron component (red) and the inverse-Compton component (blue). Black data: Simultaneous and quasi-simultaneous data, dots: Planck, Squares: WISE, stars: Swift-UVOT, diamonds: Swift-XRT, crosses: Fermi-LAT, grey dots: Archive data for informational purposes only, grey bow-tie: H.E.S.S.. The red rectangle is the uncertainty area of the Compton peak position. Only quasi-simultaneous and H.E.S.S. data are used for the interpolation.

Thomson regime. The synchrotron and Compton peak ratio gives γ_b^2 . The ratio of the total luminosity of the synchrotron peak to that of the inverse Compton is directly related to the ratio between the radiation and magnetic field energy density inside the emission zone. This allows deriving a relation between the magnetic field and the Doppler factor, and with estimating the source dimension, a domain of parameters such as $10.3 < \delta < 100$ and $72.5/\delta^3 < B < 344/\delta^3$ in Gauss.

Figure 2 illustrates the typical best fit that can be obtained by respecting the parameter domain B- δ . The model parameter values are given in Table 2. The shape of the SED imposes the need for a steep synchrotron slope n_2 above the peak, so that the X-rays around 10^{17} Hz are not overproduced. This constraint alone prevents the Compton component from reaching the observed VHE flux, regardless of the choice of the other free parameters, even considering second-order scattering, where incident photons are the first-order inverse-Compton photon density.

Table 2. Values of physical parameters used to model the SED shown in Fig. 2, consistent with the constraints deduced from the observables given in Table 1. θ is the angle of the blob direction with the line of sight, n_1 and n_2 are the first and second slope of the electron spectrum, R is the radius of the emitting region.

Parameter	Value	Unit
δ	12	—
θ	1.0	deg
K	1.5×10^4	cm^{-3}
n_1	2.0	—
n_2	4.5	—
γ_{min}	30	—
γ_{max}	1.0×10^7	—
γ_{break}	5.5×10^3	—
B	0.1	G
R	1.8×10^{16}	cm

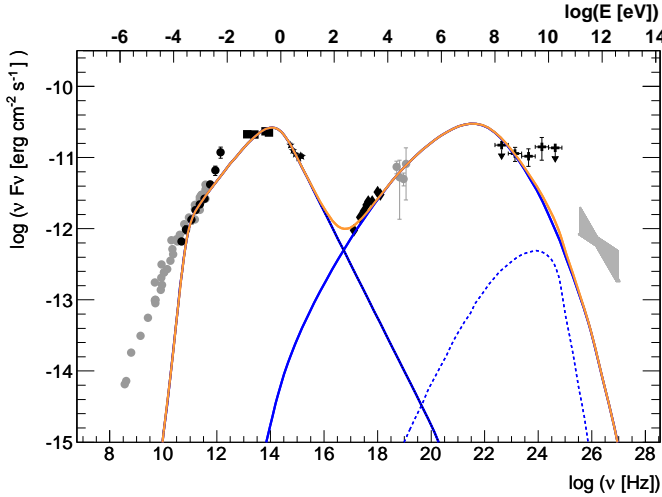


Fig. 2. Best tentative SSC modelling of the SED, within the B- δ constraint. Blue lines: synchrotron and SSC emission from the blob, blue dashed line: second-order SSC emission. Parameter values are given in Table 2. Basic SSC scenarios are unable to reproduce the VHE fluxes (see text).

In addition, other SED features are not explained by the one-zone SSC scenario, such as the low-frequency radio emission, the flatness of the Fermi spectrum, and the change of slope in radio-mm at 250 GHz. The reduced χ^2 on a simple power law fitted on radio data confirms the significance of a change of slope in radio-mm range ($\chi^2_{\text{radio}}/\text{dof} = 3.7$). The synchrotron bump shape does not account for the far-UV data, there is a clear excess above the model. This excess is usually associated with the thermal emission from an accretion disk.

We demonstrate in the following section by taking into account several physical effects that are neglected in basic SSC scenarios, but are expected to naturally occur in sources, that all of these SED features can be integrated in a multi-component self-consistent scenario that is able to reproduce the SED up to very high energies.

4. Multi-component scenario with jet and disk

After rejecting the simple one-zone SSC scenario, we focus here on the relevance of other components that can play a significant role in the emission processes. Up to now, the influence of the extended radio jet has been mostly neglected when studying the multi-lambda emission of VHE blazars, except in a few studies where it is invoked to explain the very low frequency radio spectrum. It is commonly assumed that its contribution to the total radiative output is negligible compared to that of the VHE blob, which is historically justified by the HBLs studies in which the SSC emission from the blob dominates the SED. However, X-ray observations of a bright extended jet by Kaufmann et al. (2013) suggest that this is not the case for the blazar Ap Lib. The two non-thermal components in the radio-mm spectrum deduced from the change of slope in the SED at 250 GHz (see Sect. 3) supports this view. One component is allocated to the blob and another to the jet. They are associated to SED peaks in the ranges $[8.82 \times 10^4, 5.55 \times 10^5]$ GHz and $[1.37 \times 10^3, 1.36 \times 10^4]$ GHz.

It is relevant to consider two populations of relativistic electrons in the non-thermal emitting zone of Ap Lib, which are related to the jet and to a blob embedded in it and contribute to the SED. In this case it becomes necessary to take into account the radiative components related to the jet particle population, mainly the jet SSC contribution and the inverse Compton of the blob particles on the jet synchrotron radiation. Thanks to radio VLBI data, which allow a detailed kinematic description of the jet as discussed in Sect. 5, this new component provides some constraints on the jet parameters without additional degrees of freedom in the global picture of the source.

We propose a revisited blob-in-jet model, taking into account an inhomogeneous jet describing the non-thermal radiation from one peak seen in the synchrotron bump, including SSC and mutual inverse-Compton effects. The new model implemented here is based on the work done by Katarzyński et al. (2001) and Katarzyński et al. (2003), which was applied to HBL sources where effects related to the pc-jet were negligible. Hereafter we describe only the further developments and improvements in the scope of our study. We took into account the absorption of the VHE blob emission by pair production due to photon-photon interaction with the jet radiation, and the Comptonization of the jet radiation by blob particles. The blob moves with a Doppler factor higher than that of the jet, which induces Lorentz transformations between the blob and jet frames. To complete the picture, we also include a basic description of the disk emission and scattering of its light by the broad-line region (BLR), which probably plays a role in the SED of LBL sources such as Ap Lib.

4.1. Basic jet modelling

The jet is represented by a cone discretized in cylindrical slices (see Fig. 3). Absorption and emission coefficients are calculated for each slice. The radiation transfer is computed in the direction of the jet propagation. We express the intensity for each slice as

$$I_{i,jet}(\nu) = \frac{j_{i,jet}(\nu)}{k_{i,jet}(\nu)} \left[1 - \exp(-\tau_{i,jet}(\nu)) \right], \quad (1)$$

where $\tau_{i,jet}(\nu) = L_{i,jet}k_{i,jet}(\nu)$ is the optical thickness, $j_{i,jet}(\nu)$ is the electron self-synchrotron emission coefficient, $k_{i,jet}(\nu)$ the absorption coefficient, and ν the frequency in the jet frame. Further absorption by pair production was also considered as described hereafter by Eq. 6.

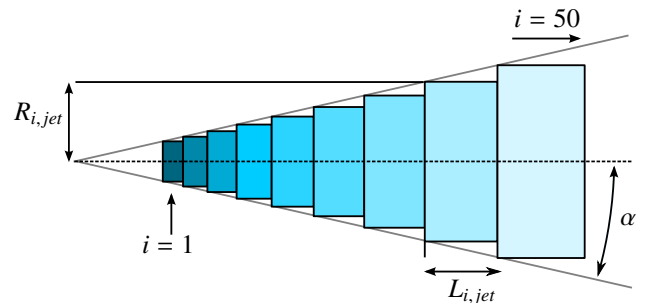


Fig. 3. Geometry of the jet. The jet is divided into 50 slices whose radius R_{jet} and width L_{jet} evolve along the jet according to the opening angle α . The shades of blue show the particle density and magnetic field decrease along the jet.

The electron density N_{jet} evolves along the jet with the slice radius as

$$N_{i,jet} = N_{1,jet} \left(\frac{R_{1,jet}}{R_{i,jet}} \right)^2. \quad (2)$$

According to our conical description of the jet, we can describe the expansion speed,

$$\frac{d(R_{i,jet})}{dt} = \beta_{jet} \tan \alpha = \beta_{jet} \frac{R_{i,jet}}{D_{i,jet}}, \quad (3)$$

with β_{jet} the jet velocity assumed constant, and $D_{i,jet}$ the distance of slice i to the central engine. We consider that the pc-jet expansion is free with an expansion velocity $d(R_{i,jet})/dt$ of the order of the Alfven speed.

Then we can express the magnetic field of the slice i :

$$B_{i,jet} = \sqrt{4\pi N_{i,jet} m_e} \left(\beta_{jet} \frac{R_{i,jet}}{D_{i,jet}} \right). \quad (4)$$

Following Eq. 2, we can write

$$B_{i,jet} = B_{1,jet} \frac{D_{1,jet}}{D_{i,jet}}. \quad (5)$$

This corresponds to the variation of the magnetic field along the jet as actually observed for a sample of VLBI radio jets by O'Sullivan & Gabuzda (2010).

4.2. Blob radiation absorption by the jet

We assume that $R_{blob} \ll R_{jet}$, such that the jet radiation absorption by the blob is considered negligible. However, the blob radiation absorption by the jet must be taken into account. In the high-energy range, the blob and jet photons can interact and create e^+e^- pairs. For each slice we used the approximation of Coppi & Blandford (1990) in cylindrical geometry to estimate the pair absorption. We define the optical thickness of a jet slice $\tau_{i,\gamma\gamma}(\epsilon_c)$ by

$$\tau_{i,\gamma\gamma}(\epsilon_c) = 0.2\sigma_T \frac{1}{\epsilon_c} n_i (1/\epsilon_c) \frac{3}{4} L_{i,jet}. \quad (6)$$

In the source frame $V_{blob} > V_{jet}$, and according to the speed transformation law, we can express the blob velocity in the jet frame V'_b by

$$V'_b = \frac{V_b - V_{jet}}{1 - \frac{V_b V_{jet}}{c^2}}, \quad (7)$$

and thus express Γ'_b and δ'_b as a function of V'_b .

In the jet frame, slices in front of the blob receive a blueshifted radiation from it. We can write the blob frequencies and intensities transformations along the line of sight as $\nu'_b = \nu_b \delta'_b$ and $I'_b = I_b \delta_b'^3$ and handle the absorption of this radiation slice by slice along the jet with frequencies and intensities of the blob expressed in the observer frame as

$$\nu_{obs} = \nu'_b \frac{\delta_b}{\delta'_b} (1+z)^{-1} \quad (8)$$

$$I_{obs} = I'_b \left(\frac{\delta_b}{\delta'_b} \right)^3 (1+z)^{-1}. \quad (9)$$

4.3. External jet radiation on the blob

The high-energy particle density in the blob is much higher than that in the jet since the so-called blob is by definition a compact zone of efficient particle acceleration processes due to shocks, turbulence, or magnetic reconnection, with a large population of relativistic electrons. The inverse-Compton emission of the blob particles on the local jet radiation can be significant, while the inverse-Compton emission of the jet particles on the blob radiation remains negligible. To describe this effect, we calculated two radiation fields from the jet, one behind the blob and one in front of it, calculated via a radiation transfer in the direction of (resp. opposite to) the jet propagation. The sum of these two fields acts like an almost isotropic field in the blob region, and the corresponding jet frequencies and intensities in the blob frame can be simplified as follows:

$$\nu'_{jet} = \Gamma'_{jet} \nu_{jet} \quad (10)$$

$$I'_{jet} = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega \delta_{jet}^3 I_{jet} = \Gamma'_{jet} I_{jet}. \quad (11)$$

This component of external inverse-Compton on the jet radiation due to a blob-jet interaction is found to play an important role for the VHE fluxes of Ap Lib (see Fig. 6).

4.4. Disk and BLR radiation

As we have seen in Sect. 3, the UVOT spectrum suggests an additional radiating UV component. In AGNs, such a component can be most naturally attributed to the thermal emission of the accretion disk. The shape of the SED shows that the UV flux density is at least higher by a factor 10 than that of X-rays, therefore we estimate that the disk luminosity is widely dominated by the thermal bump that we approximated here by a black-body at a given temperature.

At higher energies the Fermi spectrum is rather flat. This feature cannot only be described by the blob and jet inverse-Compton components that are due to the strong constraint on the steep UV synchrotron slope (see Sect. 3). It suggests that an additional component radiates in the Fermi range that we can naturally identify as an additional external inverse-Compton emission.

As a result of the high blob Lorentz factor, the disk radiation interaction with particles in the blob frame is too highly redshifted to be significant, therefore we expect that this inverse-Compton emission instead originates from the BLR disk that reprocesses radiation on the blob. To model this radiation, we approximated the accretion disk to a point-like source ($D_{blob} \gg R_{disk}$). We assumed that the blob is located inside the BLR and propagates into an external isotropic photon field that is initially emitted by the disk, but is reprocessed by the BLR. The intensity of this field can be expressed as

$$I_{BLR}(\nu, T_{disk}) = \tau_{BLR} \frac{L_{disk}}{4\pi R_{BLR}^2} \frac{I_{planck}(\nu, T_{disk})}{(\sigma/\pi) T_{disk}^4}, \quad (12)$$

where σ is the Stephan-Boltzmann constant, I_{planck} is the Planck intensity, and τ_{BLR} is a function of the reprocessing efficiency and the covering factor. Lorentz transformation of this radiation field applies in the same way as in Eqs. (10) and (11).

5. Constraints on blob and jet from VLBI radio data

We have shown the influence of the blob and jet on the radiative output of Ap Lib. Now it is essential to constrain their physical parameters as much as possible so as not to increase the number of free parameters in the global MWL scenario. We rely for this on [Lister et al. \(2013\)](#) and focus especially on the data obtained by the MOJAVE programme at 15.4 GHz on December 26, 2009, the closest epoch to the MWL observation campaign of February 2010.

5.1. Radio core features

The Ap Lib radio core on December 26, 2009 shows an ellipse shape with the major axis oriented at 341° on the sky plane as described in the Table 4 from [Lister et al. \(2013\)](#). The core flux density detected is $\nu F_{\nu_{core}} = 1.52 \pm 0.08 \times 10^{-13} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ (see Fig. 6).

This core emission is strongly associated with the standard extended emission zone in the radio range of the SED. In our model we associated this radio core emission with the base of the simulated pc-jet that strongly emits in radio. Assuming a conical jet description and small angle approximation, we can thus constrain the modelling parameters of the pc-jet via the radio core features. We assume that the half-minor axis of the ellipse corresponds to the maximal radius of the pc-jet base, which has the core flux density, namely $R_{core} = 1.4 \pm 0.6 \times 10^{17} \text{ cm}$ ($D_L = 218 \text{ Mpc}$). This means that we have to resolve the following equation system:

$$R_{n,jet} = R_{core} \quad \& \quad \sum_{i=1}^n (\nu F_{\nu})_{i,jet} = (\nu F_{\nu})_{core}, \quad (13)$$

where $\sum_{i=1}^n$ is the sum over the n pc-jet slices contributing to the core emission (see Fig. 3).

The solution of this equation system is strongly model dependent. To find the appropriate n slice, we adjusted the pc-jet parameters taking into account the modelling constraints given by the SED shape. With these constraints the pc-jet space parameter is strongly reduced. When we fulfil these constraints, we can estimate the half-opening angle of the pc-jet $\alpha = 0.4^\circ$ and the size of the core emitting region $\sum_{i=1}^n L_{i,jet} = 9 \text{ pc}$ for a radius $R_{n,jet} = 1.9 \times 10^{17} \text{ cm}$ consistent with the measured value.

Moreover, we assume that the major axis of the radio core ellipse $Ma_{core} = 8.6 \pm 3.4 \times 10^{17} \text{ cm}$ corresponds to the size of this emission zone projected on the sky plane. With a conical jet seen at small angle, the length of the core projected is $L_{core} = Ma_{core} - R_{core} = 6.7 \pm 3.4 \times 10^{17} \text{ cm}$, and so the viewing angle θ :

$$\theta = \arctan\left(\frac{L_{core}}{\sum_{i=1}^n L_{i,jet}}\right) = 1.4^\circ \pm 0.7^\circ. \quad (14)$$

Because of the adiabatic expansion of the pc-jet, the 9 pc core widely dominates the global emission of the total simulated pc-jet. The pc-jet emission between 9 and 100 pc contributes significantly to the global SED only in the radio range. We decided to fix the pc-jet length at 100 pc because the emission of the larger scale jet is negligible in the SED.

5.2. Radio knot velocities

During the observation of December 26, 2009, seven radio knots have been identified in addition to the core emission. In the

Table 5 of [Lister et al. \(2013\)](#), three of these knots show a clear superluminal motion with mean apparent velocities β_{app} of $6.03(\pm 0.34)c$, $6.41(\pm 0.19)c$, and $6.04(\pm 0.43)c$. In the following we use the average value $\beta_{app} = 6.16 c$. We can link the apparent velocity to the real velocity β with

$$\beta = \left(\frac{\sin \theta}{\beta_{app}} + \cos \theta\right)^{-1}, \quad (15)$$

where θ is the angle between the jet direction and the line of sight.

The Doppler factor δ ,

$$\delta = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta}, \quad (16)$$

has a mean value of $\delta = 21.8 \pm_{4.4}^{9.8}$, which is consistent with typical VHE blazar Doppler factors. Within this scheme, the radio knot velocity is similar to that of the simulated blob in the blob-in-jet VHE scenario.

5.3. Position and size of radio knots

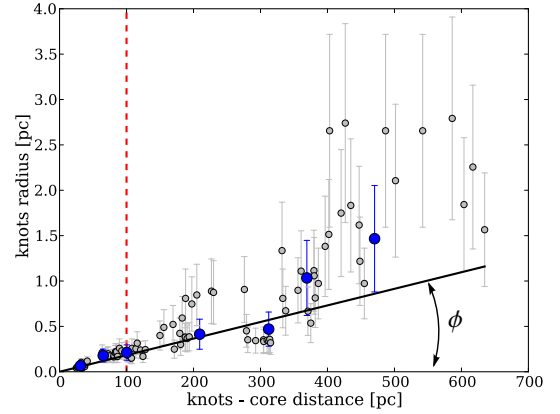


Fig. 4. Core distances and radius of radio knots observed by MOJAVE for an angle with the line of sight θ of 1.38° . Grey dots show the referenced knots from August 18, 1997 to March 5, 2011. Blue dots show radio knots of December 26, 2009. The black line is a linear regression that we use to characterize the knots expansion angle ϕ . The red dashed line at 100 pc marks the length of the simulated jet.

To determine the distance to the core and the size of radio knots, we considered all VLBI knots observed by MOJAVE from August 18, 1997 to March 5, 2011 referenced in the Table 4 of [Lister et al. \(2013\)](#). The knot-core distance D_k was deduced from the apparent (projected) knot-core distance $D_{k,proj}$ as $D_k = D_{k,proj} / \sin \theta$, and assuming spherical knots and small observation angle such that $R_k = R_{k,proj}$. The evolution of the radius with the core distance can be fitted by a simple law of proportionality $R_k \propto D_k$ with a high level of confidence ($\chi^2/dof = 0.98$). We can then estimate the half-opening angle of the knot expansion ϕ from a linear regression in the knot radius as a function of their distance:

$$\phi = \arctan\left(\frac{R_k}{D_k}\right) = 0.10^\circ. \quad (17)$$

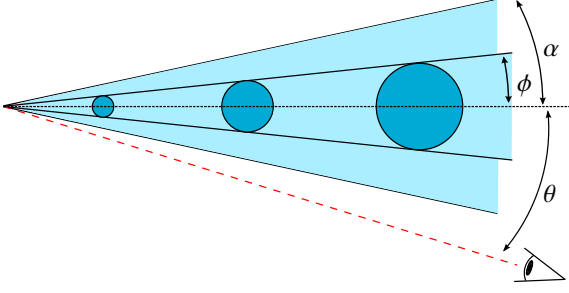


Fig. 5. Sketch showing the knot expansion angle ϕ , the opening jet angle α , and the angle with the line of sight θ . Not to scale.

This yields $\phi < \alpha < \theta$, and the jet does not strictly point in the observer direction. Because the observation angle θ is very close to the jet aperture angle α ($\theta - \alpha < 1^\circ$), we assume that radiation transfer formulae are still valid for such a small misalignment.

This geometry describes two jets with two different opening angles, one innermost jet corresponding to the knot expansion and an external jet with a wider opening angle (see Fig. 5). This interpretation is consistent with the observations of [Perucho et al. \(2012\)](#) and [Lister et al. \(2013\)](#), who deduced a thin ribbon-like structure embedded within a broader conical outflow in several VLBI quasars.

6. SED modelling and discussions

From the modelling of the different components presented in Sect. 4 and the constraints on physical parameters deduced in Sect. 5, we can now generate the SED of Ap Lib in Fig. 6 with the parameters of Table 3. As we can see in Fig. 6, the unusual position of the jet and blob synchrotron peaks provide a very good fit of the lower part of the SED, in addition to a good reproduction of the HE and VHE spectra.

From modelling the UVOT data with a black body, we deduce a temperature of 3.2×10^4 K and a luminosity of 5.0×10^{43} erg.s⁻¹, which match the usual features of an AGN accretion disk.

The flux density of each VLBI radio knots (blue dots in Figs. 4 and 6) is well reproduced by the synchrotron emission of the blob unabsorbed by the jet, and the core flux density (red dot) by that of the pc-jet. This gives us an overall view of the emission processes. The radio core emission comes from the base of the jet. We cannot see the radio emission of the emerging blob because of the thickness of the core. But at a large distance from the core, the jet becomes optically thin in radio, and moving blobs can be seen as radio knots. Thus, the SED modelling supports the idea that the simulated VHE blob will become a radio knot. According to this model, the jet becomes radio transparent at 15.4 GHz at about 6.5 pc from the core. This distance projected on the sky plane corresponds to a gap from the core of 0.24 mas. The average separation of the closest radio knots from the core reported by [Lister et al. \(2013\)](#) is roughly 0.85 mas, which is consistent with our proposal. In the following part of this section we examine different aspects for characterizing the link between the VHE blob and the radio knots.

6.1. Cooling time

The characteristic synchrotron cooling time $\tau_{cool}(\gamma)$ is

$$\tau_{cool}(\gamma) = \frac{3m_e c}{4\sigma_T U'_B \beta^2 \gamma}, \quad (18)$$

Table 3. Physical parameters used for the SED modelling presented in Fig. 6. L is the size of the jet, $D_{blob-BH}$ is the distance between the blob and the central engine.

Blob parameters	Value	Unit
δ_b	22	–
θ_b	1.4	deg
K_b	2.0×10^5	cm ⁻³
n_1	2.0	–
n_2	3.6	–
$\gamma_{min/b}$	600	–
$\gamma_{max/b}$	4.0×10^6	–
$\gamma_{break/b}$	8.0×10^2	–
B_b	6.5×10^{-2}	G
R_b	6.2×10^{15}	cm
Jet parameters		
δ_{jet}	10.0	–
$K_{1,jet}$	50.0	cm ⁻³
n_{jet}	2.0	–
$\gamma_{max/jet}$	1.65×10^4	–
$B_{1,jet}$	8.0×10^{-2}	G
$R_{1,jet}$	2.5×10^{16}	cm
L	100	pc
α	0.4	deg
$D_{blob-BH}$	7.9×10^{18}	cm
nb_{slices}	50	–
Nucleus parameters		
T_{disk}	3.2×10^4	K
L_{disk}	5.0×10^{43}	erg.s ⁻¹
R_{BLR}	7.9×10^{18}	cm
τ_{BLR}	3.5×10^{-2}	–

with σ_T the Thomson cross-section and $U'_B = B^2/8\pi$ the magnetic energy density.

We obtain a characteristic synchrotron cooling time of 12.8 hours for the very high energy of the blob ($\gamma_{max} = 4.0 \times 10^6$). This time is much shorter than the year measured between the various radio knot ejections. In a purely ballistic scenario, where a high-energy blob is emitted with an injection time of $t_{inj} = R_b/c \simeq 57$ h, then moves along the jet and emerges as a radio knot, we should detect very high energy flares only during the rare ejections of knots. However, the source appears stable at very high energy over years, which indicates that the particle acceleration must be continuous.

The 15.4 GHz detection frequency of the radio knots is very close to the minimal blob frequency (see Fig. 6), so we assume that the mean Lorentz factor γ_r of the particles emitting in radio corresponds to the blob γ_{min} (see Table 3). The associated synchrotron cooling time is $\tau_{cool}(\gamma_r) = 9.7$ years. However, the knots with apparent movement detected by MOJAVE occur between 209 pc and 470 pc to the core on December 26, 2009 (see Fig. 4), which means assuming a constant velocity that they were ejected about 700 to 1500 years ago, a time much longer than the cooling time. Thus the particle acceleration should occur not only at the base of the jet, but also constantly at large distances from the core.

The poor angular resolution at very high energy does not allow determining where the gamma radiation zone lies. Two different scenarios can be considered:

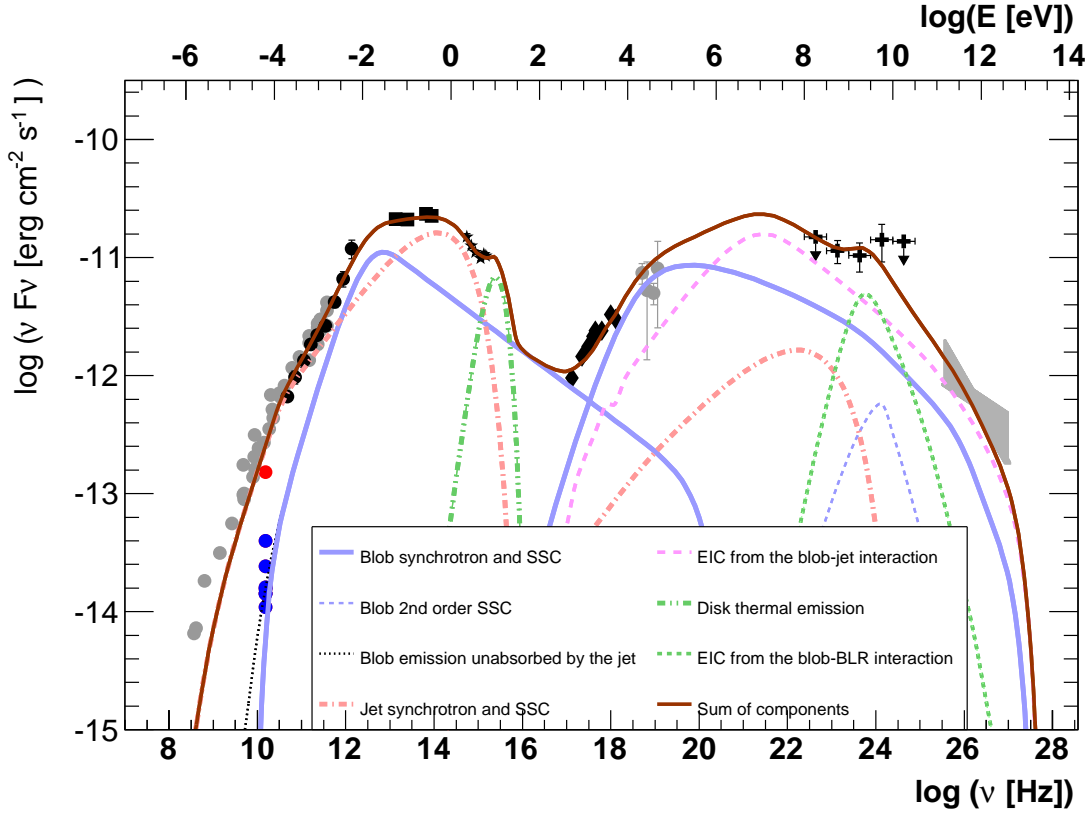


Fig. 6. Multi-component SSC modelling. Back data: simultaneous or quasi-simultaneous observations, grey data: non-simultaneous observations, blue dots: VLBI radio knots, red dot: VLBI radio core. Values of physical parameters are given in Table 3. The EBL absorption based on the model of Franceschini et al. (2008) is taken into account in this modelling. Because of the low redshift, the EBL unabsorbed and absorbed spectra are very close, we do not show the unabsorbed spectra for sake of visibility on the SED.

(1) Either the gamma emission zone is stationary at the base of the inner jet and radio knots are created during large-scale perturbations due, for example, to a shearing between inner and extended jet.

(2) Or the gamma emission zone propagates through the jet at the radio knot velocity and continues to radiate at high energy above the pc scale.

The radio cooling time estimate, which requires an efficient acceleration mechanism at large distances, tends to favour the second option. Information on the variability pattern at high energy on long time scales is needed to distinguish between the two options. The detection of a gamma flux periodicity corresponding to the radio knot periodicity (\sim year) would support the second one, but this is beyond the scope of the present study.

In the following part we study the jet energies in detail to characterize this continuity between the radio knots and the VHE blob.

6.2. Cold particle population

Figure 4 suggests a linear expansion of radio knots with their propagation along the jet. Assuming that the high-energy emerging blob follows the same expansion as the observed radio knots, we can approximate its expansion velocity with the Alfvén ve-

locity $v_{A,b}$ as

$$v_{A,b} = \beta_b \tan \phi \simeq 1.74 \times 10^{-3} c. \quad (19)$$

The Alfvén velocity depends on the mass density ρ and the magnetic field B , we can deduce the blob mass density ρ_b from Table 3:

$$\rho_b = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{B_b}{v_{A,b}} \right)^2 \simeq 1.2 \times 10^{-19} \text{ g.cm}^{-3}. \quad (20)$$

That the proton mass is about a thousand times heavier than the electron mass implies that the blob mass density is widely dominated by protons. We can deduce the proton density $N_{b,p}$, assuming that the environment is electrically neutral, and neglecting any significant cold population composed of e^-/e^+ pairs, which would annihilate very quickly,

$$N_{b,p} \simeq \frac{\rho_b}{m_p} \simeq 7.4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}. \quad (21)$$

We determine the density of non-thermal electrons $N_{b,e,NT}$ by integrating over the non-thermal energy distribution spectrum $N_e(\gamma)$:

$$N_{b,e,NT} = \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} N_{b,e}(\gamma) d\gamma \simeq 1.8 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}, \quad (22)$$

with values of γ_{min} and γ_{max} presented in Table 3. The cold electron population for this neutral environment is

$$N_{b,e,cold} = N_{b,p} - N_{b,NT} = 7.4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}. \quad (23)$$

In this way, we characterize the three blob components, namely the non-thermal electrons, the cold electrons, and the cold protons. The cold population of electrons appears to represent 99.8% of the total electron population.

The same calculation for the pc-jet at its base provides an Alfen velocity $v_{A,j} = 6.9 \times 10^{-3} \text{ c}$ corresponding to the mass density $\rho_j = 7.7 \times 10^{-21} \text{ g cm}^{-3}$. The proton density is $N_{j,p} = 4.6 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, very close to the cold electron density $N_{j,e,cold} = 4.5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, which represents 97.2% of the total electron population $N_{j,e,tot}$. The calculated non-thermal electron density at $N_{j,e,NT} = 1.3 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$.

In both the blob and the pc-jet, the cold particle density widely dominates the density of non-thermal particles, which does not contradict our assumption of continuous evolution between the VHE blob and the radio knots. The wider aperture of the pc-jet results in a cold particle density lower than that of the blob.

6.3. Energy budget

Now we can examine energetic questions. Following the description of Celotti & Ghisellini (2008), we can determine the power of various components through a section πR^2 of the jet by the equation

$$P_i = \pi R_i^2 \Gamma_i^2 c (U'_i), \quad (24)$$

where U'_i is the energy density of the i th component in the comoving frame. The different components of power represent the magnetic field (P_B), the non-thermal electron population ($P_{e,NT}$), the cold electron population ($P_{e,cold}$), the cold proton population (P_p), and the radiation (P_r) contribution.

The associated energy densities are

U'_B (see Eq. 18),

$$U'_{e,NT} = m_e c^2 \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} \gamma N_e(\gamma) d\gamma, \quad (25)$$

where $N_e(\gamma)$ is the non-thermal energy spectrum,

$$U'_{e,cold} = m_e c^2 N_{e,cold} \quad \text{and} \quad U'_p = m_p c^2 N_p, \quad (26)$$

with the cold densities $N_{e,cold}$ and N_p calculated in Sect. 6.2,

$$U'_r = \frac{4\pi}{c} \int_{\nu'_{min}}^{\nu'_{max}} I'_{\nu'} d\nu', \quad (27)$$

where $I'_{\nu'}$ is the surface intensity.

We calculated the powers of the blob and of the pc-jet separately. The pc-jet power considered is the power estimated at the jet base. The blob radiation density is composed of densities radiated by synchrotron, SSC, second-order SSC, EIC from the BLR, and EIC from the pc-jet ($U'_{b,r} = U'_{b,syn} + U'_{b,ssc} + U'_{b,ssc2} + U'_{b,eicBLR} + U'_{b,eicJ}$). The jet radiation density is the sum of energy densities radiated by synchrotron and SSC ($U'_{j,r} = U'_{j,syn} + U'_{j,ssc}$).

Table 4. Powers of the different components of the Ap Lib total jet expressed in $\log(P [\text{erg.s}^{-1}])$

Power	Blob	Jet	Total
Radiation	42.7	41.7	42.7
Magnetic	40.9	41.2	41.4
Cold electrons	43.5	42.6	43.5
Non-thermal electrons	43.9	42.0	43.9
Protons	46.8	45.5	46.8

The source is dominated by the kinetic power of particles, mainly in the cold protons of the blob, which represent 99.8% of the total power (see Table 4). The non-thermal electrons slightly dominate the cold electron population in the blob, while it is the opposite in the jet, but the two cases show almost an equipartition between cold and non-thermal electrons. The magnetic field appears far below the equipartition with the non-thermal electrons and the radiation in the blob, while this equipartition is almost achieved in the longer lifetime jet.

Figure 7 adapted from Ghisellini et al. (2011) allows highlighting the peculiarity of Ap Lib. The right part of the graph ($L_d > 10^{45} \text{ erg.s}^{-1}$) shows the very bright sources, mostly of the FSRQ type. In this part, P_r is proportional to the disk luminosity L_d . Assuming that P_r is also proportional to the jet power P_{total} , this means that for these sources the accretion efficiency, hence the accretion regime, remains constant. This is not the case anymore for disk luminosities below $10^{45} \text{ erg.s}^{-1}$ where the radiation power instead evolves in $\sqrt{L_d}$. These two slopes of the accretion regime correspond to two different accretion disks models. On the one hand, the most luminous sources are described by standard disks, on the other hand, fainter sources are more consistent with disk models called advection-dominated accretion flow (ADAF), or radiative inefficient accretion flow (RIAF).

The jet radiation power should normally place Ap Lib as BL Lac in the ADAF regime. However, although it is below this critical disk luminosity, Ap Lib seems to better follow the FSRQ type accretion regime, which is located in the prolongation of the grey FSRQ band, as could be an extremely faint FSRQ. One possibility could be that Ap Lib is an old FSRQ with an accretion disk that became weaker and drifted toward the ADAF region (of low luminosities), but stayed meta-stable in the standard disk regime. This idea is supported by all the signs highlighted in our present study that are typical for an FR II type source such as the superluminal radio knots, the low aperture of the jet, and the large kinetic power dominance. In the following we also check whether the accretion efficiency is consistent with an FR II source.

6.4. Accretion efficiency

Since the kinetic protons power widely dominates all other components, the mass outflow rate \dot{M}_{out} can be expressed as

$$\dot{M}_{out} = \frac{1}{c^2} \left(\frac{P_{j,p}}{\Gamma_j} + \frac{P_{b,p}}{\Gamma_b} \right) \simeq 6.0 \times 10^{24} \text{ g.s}^{-1}. \quad (28)$$

Taking in account that $\dot{M}_{out} \leq \dot{M}_{in}$, with \dot{M}_{in} the mass inflow rate (or mass accretion rate), allows placing an upper limit on the accretion efficiency $\eta = L_d / (\dot{M}_{in} c^2)$,

$$\eta \leq \frac{L_d}{\dot{M}_{out} c^2} = 9.30 \times 10^{-3}. \quad (29)$$

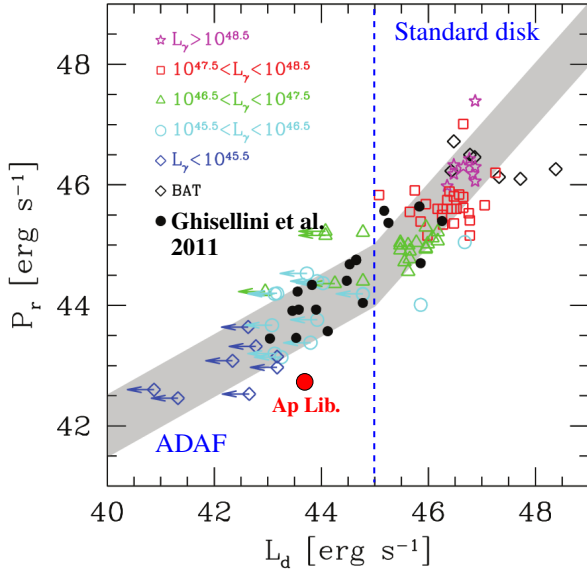


Fig. 7. Blazar population in terms of disk luminosity L_d and jet radiation power P_r (figure in Ghisellini et al. (2011)). The large red point represents the location of Ap Lib. The blue dotted line represents the separation between the two accretion regimes at $L_d \approx 10^{45} \text{ erg.s}^{-1}$. The radiation power considered here for Ap Lib is the sum of the blob and jet radiation powers.

This efficiency is lower than the one generally used for quasars of $\eta \approx 0.1$ (Raimundo et al. 2012). For $\dot{M}_{out} \approx \dot{M}_{in}$, the accretion efficiency is already at the limit between ADAF and standard disk regime of $\eta \approx 0.01$ proposed by Wu & Cao (2008).

Ghisellini & Tavecchio (2008) classified different blazar types in terms of $\eta_{crit} = L_d/L_{Edd}$, which can be identified as $\dot{M}_{in} = \dot{M}_{crit}$, with $\dot{M}_{crit} = L_{Edd}/c^2$ the critical mass inflow rate. The Eddington luminosity of Ap Lib is

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GM_{\bullet} m_p c}{\sigma_T} \approx 1.3 \times 10^{38} \frac{M_{\bullet}}{M_{\odot}} \text{ erg.s}^{-1}, \quad (30)$$

and its black hole mass is estimated as $M = 10^{8.4 \pm 0.06} M_{\odot}$ (Barth et al. 2003), which gives $L_{Edd} = 1.60 \pm 0.07 \times 10^{46} \text{ erg.s}^{-1}$. This corresponds to $\eta_{crit} \approx 3.1 \times 10^{-3}$, very close to the limit value of 3×10^{-3} between BL Lac and FSRQ proposed by Ghisellini & Tavecchio (2008).

As shown in Sect. 6.3, the value η_{crit} does not allow distinguishing the various luminous FSRQs because the accretion efficiency beyond $L_d \approx 10^{45} \text{ erg.s}^{-1}$ seems constant. However, it makes a difference between BL Lacs and FSRQs, and also between various BL Lac sources.

These estimates of the accretion efficiency suggests that the source is in a peculiar accretion mode intermediate between ADAF and standard disk. Moreover, the radio features analysed in previous sections as well as the extended X-ray emission studied by Kaufmann et al. (2013) show an intermediate blazar between FR I and FR II types. In all aspects, Ap Lib corresponds to an intermediate case in the global blazar dichotomy scheme, which usually ties FSRQ with FR II and standard disk on the one hand and BL Lac with FR I and ADAF disk on the other hand.

7. A specific type of LSP blazars?

Simple one-zone SSC scenarios are often able to reproduce the SED and spectra of HBL sources reasonably well. In this type of blazar, the pc-jet, in which is embedded the VHE emitting blob, mainly contributes to the radiative output at low radio frequencies. At high energies, the contribution of this jet is weak or even negligible, for instance in the well-known HBL PKS 2155-304 (Aharonian et al. 2005; Katarzyński et al. 2008). Conversely, the case of Ap Lib appears very uncommon in the sense that the pc-jet seems to dominate the SED in the radio and optical ranges and significantly contributes to the VHE part of the spectrum. Moreover, the strong radiation of the accretion disk places the source between the two populations of BL Lac and FSRQ. These properties make Ap Lib a rather unique object for the moment.

To investigate whether Ap Lib is a special type of blazar or if it could represent a new still unrecognized family of sources, we have identified three main characteristics of its SED as follows:

- 1) A broken radio-mm spectrum around 250 GHz.
- 2) An X-ray positive slope.
- 3) A high-energy bump very much wider than the synchrotron bump with a relatively flat Fermi spectrum at $\nu \leq 10^{15} \text{ GHz}$ and a peak luminosity close to the peak synchrotron luminosity.

We interpret the first characteristic as a superposition of two synchrotron bumps, one from a strong jet and one from a compact energetic blob embedded in it. The second characteristic is the signature of the inverse-Compton component dominance from soft X-rays to high energies. The third characteristic is explained by a strong external inverse-Compton emission on the jet and disk radiation.

Characteristics 2 and 3 are relatively common to describe LBL spectra. However, characteristic 1 is very peculiar. Following the description presented in Fig. (2) of Meyer et al. (2011), this change of slope at 250 GHz would be a key point for recognizing a source as a misaligned radio galaxy. But considering that Ap Lib is a blazar with a very low angle with the line of sight (see Sect. 5.1), we explain this feature by an unusual strong pc-jet emission and not by a strong misalignment. Therefore this radio-mm change of slope can be seen as a major point for characterizing the source.

To see how common these three features are, we considered the SED of 105 blazars obtained simultaneously by Planck, Swift, and Fermi reported by Giommi et al. (2012). Indeed, twenty of these 105 sources fulfil the three characteristics. All of them are classified as LSP BL Lac or FSRQ. Almost all sources with a spectral radio-mm slope change around 250 GHz have a positive X-ray slope and a wide Compton bump. Accordingly, we name here the sources that fulfil these three criteria BSRQs for broken-spectrum radio quasars, in which the emission of the radio VLBI base is relatively high and the blob synchrotron emission reaches maximum at very low-frequency. These two components significantly contribute and interact to produce the non-thermal emission from radio up to the VHE range.

Thus Ap Lib apparently is not the only member of its type and can be seen as a prototype of VHE blazars, which could be seen as a radiatively extremely faint FSRQ, intermediate between pure FSRQs and pure BL Lacs. In these types of specific VHE blazars, the whole SED is no longer dominated by a one-zone VHE blob as in the case of HBL sources, and additional contributions from the disk and the jet become significant even at very high energies. However, a deeper analysis, which is beyond the scope of the present paper, is necessary to better characterize

and identify these specific types of LSP blazars and describe the transition between them and other blazar sources.

8. Conclusion

We confirmed that a simple leptonic model dominated by the SSC emission of a single VHE compact zone (or blob) is unable to reproduce the SED of the blazar Ap Lib. We showed that additional contributions related to the pc-jet and disk radiation appear to play a significant role, even at very high energies. This is consistent with the presence of an unusual strong jet emission, reinforced by the observation at larger scale of an extended X-ray jet. To describe these different components self-consistently, we developed a new code that includes the inverse-Compton emission of the blob particles on the jet radiation and on the disk radiation scattered by the BLR clouds, together with the absorption effects of the blob radiation by the jet. These effects naturally appear in blob-in-jet scenarios, but were previously found to be negligible for the modelling of HBL sources at very high energies. However, specific features of the SED of the LBL object Ap Lib can naturally be interpreted as their signatures and allow constraining their physical parameters. On one hand, the two populations of relativistic particles, in the pc-jet and in the blob, provide a direct explanation for the spectral slope change detected in the radio-mm range, and enable reaching the observed VHE fluxes thanks to the new inverse-Compton component on the jet radiation. On the other hand, the disk radiation and its subsequent scattering by the BLR clouds can simultaneously reproduce the spectral index seen in the UV band with UVOT and the apparent flatness of the Fermi spectrum.

After identifying the pc-jet as an important component of the global radiative output of the Ap Lib nucleus, we constrained several of its characteristics from available VLBI data. The observed radio core properties constrain the aperture angle of the pc-jet and the angle with the line of sight, moreover, the velocity and the size of radio knots observed in the jet constrain the knots expansion and the Doppler factor. We deduced a structure with an inner jet embedded in the pc-jet at small viewing angle to the observer. The simulated blob features are consistent with the radio knot observations, but the VHE blob is probably much closer to the core than the radio knots. The VHE blob behaves like an emerging knot in expansion, which can later evolve into some VLBI knot and finally contribute to form the radio jet. The source appears dominated by the kinetic power of particles, mainly by the cold protons of the blob.

The classification of Ap Lib as a BL Lac seems not obvious anymore. Its radio morphology, SED shape, accretion disk luminosity, powers, and X-ray properties correspond to an intermediate case between FSRQs and BL Lacs. Although Ap Lib is a uncommon object among VHE blazars, the peculiarities found in its SED appear not unique. The spectral index change in the radio-mm range around 250 GHz is found in several other LSP BL Lacs or FSRQs that share other SED similarities with Ap Lib, namely an X-ray positive slope and a large Compton bump. We proposed to name this peculiar case BSRQ for broken-spectrum radio quasar, in reference to this unusual radio-mm index change in the SED and to distinguish them from the standard LBL category, which is composed of FR I type sources without such a strong pc-jet. An in-depth study of these peculiar BSRQs blazars is necessary to achieve a better understanding of their mechanisms and the classification, but this is beyond the scope of this paper.

Acknowledgements. We thank Andreas Zech and H.E.S.S. collaboration members for helpful discussions. This research has made use of data from the MO-

JAVE database that is maintained by the MOJAVE team (Lister et al. 2009). We acknowledge the use of data and software facilities from the ASI Science Data Center (ASDC), managed by the Italian Space Agency (ASI). Part of this work is based on archival data and on bibliographic information obtained from the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) and from the Astrophysics Data System (ADS) of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France.

Note added in proof. While this article was with the referee, the H.E.S.S. Collaboration et al. (2015) redefined the VHE spectrum of Ap Lib with more observation time. They reported a flux of $(8.8 \pm 1.5_{\text{stat}} \pm 1.8_{\text{sys}}) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ above 130 GeV, and a spectral index of $\Gamma = 2.65 \pm 0.19_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{sys}}$ between May 10, 2010 and May 08, 2011. Although it includes observations from 2011, this spectrum remains close to the one used here. It does not affect the capacity of the model developed here to reach the VHE range and therefore remains fully compatible with all results discussed above.

References

- Acciari, V. A., Aliu, E., Aune, T., et al. 2009, *ApJ*, 707, 612
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., et al. 2005, *A&A*, 442, 1
- Andruchow, I., Romero, G. E., & Cellone, S. A. 2005, *A&A*, 442, 97
- Ashbrook, M. D. 1942, *Annals of Harvard College Observatory*, 109, 35
- Barth, A. J., Ho, L. C., & Sargent, W. L. W. 2003, *ApJ*, 583, 134
- Biraud, F. 1971, *Nature*, 232, 178
- Bolton, J. G., Gardner, F. F., & Mackey, M. B. 1964, *Australian Journal of Physics*, 17, 340
- Bond, H. E. 1971, *ApJ*, 167, L79
- Bond, H. E. 1973, *ApJ*, 181, L23
- Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, *MNRAS*, 344, 1000
- Carini, M. T., Miller, H. R., Noble, J. C., & Sadun, A. C. 1991, *AJ*, 101, 1196
- Celotti, A. & Ghisellini, G. 2008, *MNRAS*, 385, 283
- Cilieggi, P., Bassani, L., & Caroli, E. 1993, *ApJS*, 85, 111
- Coppi, P. S. & Blandford, R. D. 1990, *MNRAS*, 245, 453
- Disney, M. J., Peterson, B. A., & Rodgers, A. W. 1974, *ApJ*, 194, L79
- Fioc, M. & Rocca-Volmerange, B. 1997, *A&A*, 326, 950
- Fioc, M. & Rocca-Volmerange, B. 1999, *ArXiv Astrophysics astro-ph/9912179*
- Fortin, P., Fegan, S., Horan, D., et al. 2010, in *25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*
- Franceschini, A., Rodighiero, G., & Vaccari, M. 2008, *A&A*, 487, 837
- Frye, G. M., Albats, P. A., Zych, A. D., et al. 1971, *International Cosmic Ray Conference*, 1, 70
- Ghisellini, G. & Tavecchio, F. 2008, *MNRAS*, 387, 1669
- Ghisellini, G., Tavecchio, F., Foschini, L., & Ghirlanda, G. 2011, *MNRAS*, 414, 2674
- Giommi, P., Polenta, G., Lähteenmäki, A., et al. 2012, *A&A*, 541, A160
- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 79
- H.E.S.S. Collaboration, Abramowski, A., Aharonian, F., et al. 2015, *A&A*, 573, A31
- Hofmann, W. 2010, *The Astronomer's Telegram*, 2743, 1
- Hyvönen, T., Kotilainen, J. K., Falomo, R., Örndahl, E., & Pursimo, T. 2007, *A&A*, 476, 723
- Jones, D. H., Read, M. A., Saunders, W., et al. 2009, *MNRAS*, 399, 683
- Joshi, M. & Böttcher, M. 2007, *ApJ*, 662, 884
- Katarzyński, K., Lenain, J.-P., Zech, A., Boisson, C., & Sol, H. 2008, *MNRAS*, 390, 371
- Katarzyński, K., Sol, H., & Kus, A. 2001, *A&A*, 367, 809
- Katarzyński, K., Sol, H., & Kus, A. 2003, *A&A*, 410, 101
- Kaufmann, S., Wagner, S. J., & Tibolla, O. 2013, *ApJ*, 776, 68
- Kotilainen, J. K., Falomo, R., & Scarpa, R. 1998, *A&A*, 336, 479
- Lister, M. L., Aller, M. F., Aller, H. D., et al. 2013, *AJ*, 146, 120
- Lister, M. L., Cohen, M. H., Homan, D. C., et al. 2009, *AJ*, 138, 1874
- Lister, M. L., Marscher, A. P., & Gear, W. K. 1998, *ApJ*, 504, 702
- Meyer, E. T., Fossati, G., Georganopoulos, M., & Lister, M. L. 2011, *ApJ*, 740, 98
- O'Sullivan, S. P. & Gabuzda, D. C. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 427, *Accretion and Ejection in AGN: a Global View*, ed. L. Maraschi, G. Ghisellini, R. Della Ceca, & F. Tavecchio, 207
- Perucho, M., Kovalev, Y. Y., Lobanov, A. P., Hardee, P. E., & Agudo, I. 2012, *ApJ*, 749, 55
- Pursimo, T., Nilsson, K., Takalo, L. O., et al. 2002, *A&A*, 381, 810
- Raimundo, S. I., Fabian, A. C., Vasudevan, R. V., Gandhi, P., & Wu, J. 2012, *MNRAS*, 419, 2529

- Raiteri, C. M., Villata, M., Bruschini, L., et al. 2010, *A&A*, 524, A43
- Ravasio, M., Tagliaferri, G., Ghisellini, G., et al. 2002, *A&A*, 383, 763
- Sanchez, D., Giebels, B., & Fortin, P. 2012, in *IAU Symposium*, Vol. 284, IAU Symposium, ed. R. J. Tuffs & C. C. Popescu, 411–413
- Schwartz, D. A. & Ku, W. H.-M. 1983, *ApJ*, 266, 459
- Stickel, M., Meisenheimer, K., & Kuehr, H. 1994, *A&AS*, 105, 211
- Strittmatter, P. A., Serkowski, K., Carswell, R., et al. 1972, *ApJ*, 175, L7
- Tavecchio, F., Ghisellini, G., Ghirlanda, G., Foschini, L., & Maraschi, L. 2010, *MNRAS*, 401, 1570
- Tavecchio, F., Maraschi, L., & Ghisellini, G. 1998, *ApJ*, 509, 608
- Tornikoski, M., Valtaoja, E., Terasranta, H., et al. 1993, *AJ*, 105, 1680
- Urry, C. M., Scarpa, R., O’Dowd, M., et al. 2000, *ApJ*, 532, 816
- Woo, J.-H., Urry, C. M., van der Marel, R. P., Lira, P., & Maza, J. 2005, *ApJ*, 631, 762
- Wu, Q. & Cao, X. 2008, *ApJ*, 687, 156
- Young, P. J. 1976, *AJ*, 81, 807

TABLE DES FIGURES

I.1.1	Représentation schématique d'un AGN possédant des jets.	17
I.1.2	Images radio FR I, FR II	19
I.1.3	Schéma d'unification des AGN	20
I.1.4	Schéma de la classification spectrale des blazars superposé sur la SED du HBL 1RXS J101015.9-311909.	22
I.1.5	Enveloppe des blazars ajoutée de quelques radio-galaxies.	23
I.1.6	Variabilité VHE de PKS 2155-304	24
I.1.7	Effets de projection relativiste des jets VLBI sur la plan du ciel	25
I.1.8	Évolution de la vitesse apparente β_{app} en fonction du facteur de Lorentz pour différents angles d'observations du jet.	26
I.1.9	Évolution du facteur Doppler en fonction du facteur de Lorentz pour dif- férents angles d'observation	27
I.1.10	Schéma représentant le décalage entre le nombre de nodules présents dans le jet en bleu et le nombre effectivement observé en rouge	29
I.2.1	Carte du ciel des rayons gamma de haute énergie ($E > \text{GeV}$) obtenue par Fermi après 5 ans d'observation	32
I.2.2	Évolution du nombre d'AGN détectés en VHE à partir de l'an 2000	34
I.2.3	Nombre et type d'AGN détectés en VHE suivant leur décalage vers le rouge	34
I.2.4	Simulations avec le code CORSIKA de gerbes atmosphériques produite par différentes particules primaires	35
I.2.5	Schéma du rayonnement Tcherenkov produit par une particule relativiste.	36
I.2.6	Spectre atmosphérique de photons Tcherenkov	36
I.2.7	Crédit :Klepser, DESY, H.E.S.S. collaboration	37
I.2.8	Schéma d'un gerbe atmosphérique observée par plusieurs télescopes ainsi que l'image obtenue sur les caméras	39
I.2.9	Schéma représentatif des paramètres de Hillas	39
I.2.10	Schéma de quelques paramètres de la méthode "Model 3D"	40
I.2.11	Gradient d'acceptance obtenu par CT5 après de multiples observation du blazar PKS 2155-354	43
I.2.12	Représentation des différentes régions ON et OFF pouvant être définies par H.E.S.S.	44

II.1.3	Schéma du rayonnement synchrotron	53
II.1.5	Section efficace Klein-Nishina	56
II.1.6	Modèles de la SED de l'EBL	59
II.1.7	Principe de l'absorption du rayonnement gamma des quasars par l'EBL	59
II.2.1	Schéma du modèle SSC leptonique à une zone	62
II.2.2	Modélisation du HBL Mrk 421 par un modèle SSC leptonique à une zone	62
II.2.3	Schéma du modèle "Blob-in-jet".	63
II.2.4	Modélisation du HBL Mrk 501 avec le code "Blob et jet"	63
II.2.5	Schéma géométrique du modèle Multi-blobs	64
II.2.6	SED de M87 par le scénario Multi-blobs	64
II.2.7	Schéma de radiation externe sur une zone compacte du jet	65
II.2.8	Modélisation de la SED du FSRQ GB6 0058+3311 avec de la radiation Compton-externe sur les champs d'émission du tore, du disque et de sa couronne par la BLR	66
II.2.9	Schéma du modèle à deux blobs dans le jet	67
II.2.10	Schéma du modèle "Spine-Layer"	68
II.2.11	Schéma du modèle de ralentissement de jet	68
II.2.12	Modélisation de la SED du blazar RGB J0710+591 par un scénario purement hadronique et par un scénario Lepto-hadronique	69
II.2.13	Schéma du scénario "Blob-in-jet" dépendant du temps	71
II.2.14	Modélisation de SED et de courbes de lumières de Mrk 421 avec le modèle "Blob-in-jet" dépendant du temps	71
II.2.15	Schéma du modèle de propagation par "Compton-rocket"	72
II.2.16	Schéma du modèle "mini-jets-in-jet"	73
II.2.17	Schéma du modèle de choc stationnaire en diamant	74
II.2.18	Schéma de de la zone d'accélération par choc frontal	74
II.2.19	Modélisation de courbe de lumière par le modèle TEMZ de choc turbulent	75
II.3.1	Géométrie du jet simulé	80
II.3.2	Schéma du champ de radiation du jet à l'endroit du blob tel qu'il est estimé dans le code B_{jet}	83
II.3.3	Schéma représentant le transfert radiatif du blob dans le jet	85
II.3.4	Schéma du transfert de rayonnement dans le jet stratifié au petits angles	86
II.3.5	Superposition de deux tranches $i - 1$ et i dans le plan de projection perpendiculaire à θ'_{jet}	87
II.3.6	Schéma du jet simulé pour de grands angles de visée	89
III.1.1	Luminosité des jets étendus étendue à 1.4 GHz suivant le décalage vers le rouge	94
III.1.2	Observation de la source Hymor 2216-038 par le VLA à 1.4 GHz	95

III.1.3	Observation multi- λ du blazar VER J0521+211 lors d'une éruption le 27 Novembre 2009	96
III.2.1	Carte de densité de surface isophote d'Ap Lib pris dans la bande R Kitt-Peak avec le télescope William Herschel	98
III.2.2	Morphologie radio d'Ap Lib à 43 GHz par le VLBA, avec une superposition des vecteurs électriques de polarisation	98
III.2.3	Carte de densité de photons X dans la gamme 0.2 – 8 keV par Chandra	99
III.2.4	SED de Ap librae	100
III.2.5	Profil radial d'Ap Lib observé dans la bande R du Nordic Optical Telescope (NOT)	101
III.2.6	Interpolation de la SED d'Ap Lib par deux polynômes de troisième degré	103
III.2.7	Domaine de paramètres $B - \delta$ suivant plusieurs contraintes du scénario de pur SSC	105
III.2.8	Meilleure tentative de modélisation de la SED par un scénario de pur SSC avec la contrainte du domaine $B - \delta$	106
III.2.9	Émission radio du cœur d'Ap Librae sur la SED à basse énergie de la source	109
III.2.10	Schéma représentant l'association entre la base du jet simulé en bleu opaque et le cœur radio observé en VLBI	109
III.2.11	Position des nodules par rapport au cœur radio d'Ap Librae pour une série d'observations effectuées par MOJAVE entre 2006 et 2011	110
III.2.12	Distance et rayon des nodules radio observés par MOJAVE pour un angle de $\theta = 1.38^\circ$ avec la ligne de visée	111
III.2.13	Schéma de la structure en jets imbriqués d'Ap Librae	112
III.2.14	Modélisation SSC muti-zones d'Ap Lib	113
III.2.15	Population de blazars référencés selon leur luminosité de disque L_d et leur puissance radiative de jet P_r	119
III.2.16	Structure du disque d'accrétion suivant la valeur de l'efficacité critique d'accrétion	121
III.3.1	Image du BL Lac OJ 287 en rayons-X par Chandra dans la bande 0.2-6 KeV, convoluée par un noyau gaussien de FWHM = 0.5"	124
III.3.2	Fréquence ν_{cross} en fonction de la dominance radio du cœur pour différents AGN	125
III.3.3	Modélisation de cinq BSRQs avec le code Bjet	128
III.3.4	Distance des nodules au cœur radio des blazars Ap Lib et BL Lac observés pendant plusieurs années par MOJAVE à 15.3 GHz	130
III.3.5	Évolution temporelle de la distance de nodules au cœur radio pour trois blazars représentatifs des trois classes I, II et I/II que je définis ici	131

III.3.6	Luminosité radio du jet étendu en fonction du rapport de luminosité radio entre le coeur et le jet étendu. Les lignes noires horizontales marquent les régions où les puissances radio des jets étendus sont typiques des FR I et des FR II.	133
III.3.7	Répartition normalisée des jets suivant leur angle avec la ligne de visée. .	135
III.3.8	Probabilité normalisée de direction d'un jet par rapport à la ligne de visée pour une vitesse apparente donnée	136
III.3.9	Distribution des angles θ les plus probables pour les classes I/II et II . . .	137
III.3.10	Distribution des facteurs Doppler et de Lorentz les plus probables pour les classes I/II et II	137
III.3.11	Évolution du facteur de Lorentz suivant l'angle d'observation pour une vitesse apparente de $\beta_{app} = 11.6$ c	138
III.3.12	Détermination du facteur de Lorentz et de l'angle d'un jet pour différentes valeurs de vitesses apparentes	138
III.3.13	Distribution des angles d'ouverture apparents du jet interne pour les classes I, I/II et II. Les surfaces sont normalisées.	139
III.3.14	Distribution des angles d'ouverture intrinsèques du jet interne pour les classes I/II et II. Les surfaces sont normalisées.	139
III.3.15	Répartition de l'évolution des nodules pour les trois classes suivant les quatre régimes possibles : échauffement + contraction, échauffement + expansion, refroidissement + contraction, refroidissement + expansion. . . .	141
III.3.16	Diamètre apparent des nodules radio de Bl Lac en fonction de leur distance apparente au coeur	146
III.3.17	Distance des nodules au coeur radio de Bl Lac	147
III.3.18	Évolution d'intensité et de diamètre pour 3 nodules radio de Bl Lac 5,6,7 et 10	149
III.3.19	Photos de différents jets supersoniques présentant des chocs de recollimation (ou disques de Mach) successifs.	150
III.3.20	Schéma des topologies magnétiques des jets pour différents types de blazars	151
III.3.21	Schéma des différentes classes I, I/II et II	152
III.3.22	Mise en coïncidence du passage d'une perturbation à travers le coeur radio de BL lac, occasionnant une éruption multi- λ avec une éjection d'autres nodules radio en aval du jet (14,15 et 16)	154
IV.1.1	Observation de PMN J1603-4904 en radio à 8.4 GHz par le réseau TANAMI le 27 février 2009.	157
IV.1.2	SED multi- λ de PMN J1603-4904	158
IV.1.3	SED que j'ai réalisé des hautes et très hautes énergies de PMN J1603-4904	159
IV.1.4	Carte de significativité d'une source VHE centrée sur PKS 0625-354 avec la distribution correspondante	161

IV.1.5	Distribution de rayons gamma dans la zone ON sur la source en fonction de la distance angulaire carrée (θ^2) à son centre	161
IV.1.6	Spectre VHE de PKS 0625-354	162
IV.1.7	Modélisation de la SED de PKS 0625-354	163
IV.1.8	Cartes radio de PKS 0625-354	164
IV.2.1	Photographie d'un réflecteur de H.E.S.S phase I où sont référencées les deux caméras CCD, SkyCCD et LidCCD.	168
IV.2.2	Exemple de la rotation de champ inhérente aux montures Alt/Az	170
IV.2.3	Courbes de lumières de différents pixels durant un run d'observation caractérisant le passage d'une étoile.	170
IV.2.4	Schéma du décalage sur la position d'un étoile induit par une rotation de la caméra	171
IV.2.5	Schéma du décalage sur la position d'un étoile induit par une translation de la caméra	171
IV.2.6	Simulation de la déformation de PSF en fonction de la distance angulaire à l'axe de visée du télescope	172
IV.2.7	a) : Schéma de la discrétisation de la PSF sur une grille. b) : Passage de la grille sur les pixels simulés de la caméra	173
IV.2.8	Comparaison entre deux PSF et deux courbes de lumières de pixels simulées pour des discrétisations de PSF différentes	173
IV.2.9	Test de la DCF entre différentes fonctions mimant des courbes de lumières (Gaussienne, Landau, Carré) dont on induit un décalage temporel de 3 secondes entre les pics	175
IV.2.10	Comparaison avec l'ancienne méthode du passage reconstruit des étoiles sur les caméra de H.E.S.S. pour le run 55200	176
IV.2.11	Comparaison de l'ajustement de la fonction 2.3 sur la distribution angulaire des pixels entre l'ancienne et la nouvelle méthode pour le run 55200	178

Liste des tableaux

III.1.1	IBLs et LBLs détectés en VHE, tels que référencées dans le catalogue TeVCat.	95
III.2.1	Contamination du signal par l'émission de la galaxie hôte déduite de notre étude dans les bandes de WISE et UVOT.	101
III.2.2	Observables déduites de la SED.	104
III.2.3	Paramètres physiques utilisés dans le modèle présenté en Figure III.2.8, cohérent avec les contraintes déduites des observables données en Table III.2.2	107
III.2.4	Paramètres physiques de la modélisation de SED présentée en Figure III.2.14	114
III.2.5	Puissances des différentes composantes du jet total d'Ap Lib exprimées en $\log(P [\text{erg.s}^{-1}])$	118
III.3.1	Classification spectrale et puissance des jets radio des BL Lacs présentant un jet étendu en rayons-X.	124
III.3.2	Sélection de blazars BSRQs présentant une brisure spectrale dans la bande millimétrique dans l'échantillon de Giommi et al. (2012) .	126
III.3.3	Paramètres des modèles présentés en Figure III.3.3 déduits du code <code>Bjet</code> mis en regard de ceux d'Ap Lib.	127
III.3.4	Recoupement de notre classification cinématique avec la classification spectrale standard.	131
III.3.5	Recoupement des classifications spectrales et cinématiques des blazars émettant au TeV. Échantillon basé sur le catalogue TeVCat ³ .	132
III.3.6	Médianes des luminosités des jets radio étendus ($\log [W.\text{Hz}^{-1}]$) et des rapports de luminosités entre le coeur et le jet étendu pour les différentes classes cinématiques VLBI.	133
III.3.7	Médiane de l'évolution de diamètre et de flux des nodule pour les trois classes, illustrant le changement de régime dominant d'une classe à l'autre.	140
III.3.8	Classification cinématique et paramètres physiques de notre échantillon de sources	141
III.3.8	continued.	142
III.3.8	continued.	143
III.3.8	continued.	144
III.3.8	continued.	145

III.3.8 continued.	146
III.3.9 Paramètres physiques de Bl Lac déduits de la propagation d'une perturbation rapide dans le jet	148
III.3.10 Récapitulatif des considérations générales concernant les caractéristiques des trois classes de blazars	153
IV.1.1 Paramètres physiques de la modélisation de SED de PKS 0625-354.	165

Abstract

The development of multi-wavelength observations of active galactic nuclei nowadays allows to reach a quasi-full coverage of their emission from radio to the highest reachable energies, in the TeV domain, by the Cherenkov telescopes. Consequently, the emission models of these sources are increasingly constraints, in particular for blazars where standard one zone synchrotron self-Compton (SSC) emission scenarios are regularly disproved by this new information flow. The main subject of this thesis is the in-depth study of blazars called « intermediates » between the two spectral categories identified long-time ago which are BL Lacs and FSRQs (for flat spectrum radio quasars).

In a first stage we lead a complete study of the intermediate blazar Ap Librae for which we show that the extended jet basis play a very significant role in the overall source radiation. For this study we present the development of a SSC multi-zones code dealing in a consistent way the radiative interactions between the different components. Thereafter we are focusing on the radio features of the jet, observed by very long baseline interferometry (VLBI), being able to be used to constrain effectively the physical and geometrical parameters of the model. This study allows to deduce a strong link between the observed jet radio knots and the compact zone which emits in gamma-rays.

In a second stage we characterize a blazar population by the radio spectra study, which like Ap Librae shows a relatively strong jet compared to the emission of the compact SSC zone. We propose a new blazar classification based on kinematic properties of VLBI jets in a sample of 167 sources selected in the MOJAVE database. A good correlation between VLBI kinematic properties and spectral classes is found and highlight the presence of an intermediate class. Hence we check the consistence of peculiar properties of this class in the general blazar unification scheme.

This thesis being also within the H.E.S.S. collaboration, we present the analysis results of recently detected or very promising sources at very high energies. We expose also the last developments of a method which could improve the astrometric accuracy of the H.E.S.S. array by a star tracking on the cameras.

Key words : active galactic nuclei, blazars, non-thermal radiation, multi-wavelength, very high energy astrophysics, H.E.S.S., synchrotron self-Compton modelling, VLBI radio jets

Résumé

Le développement des observations multi-longueurs d'onde des noyaux actifs de galaxies permet aujourd'hui d'atteindre une couverture quasi complète de leur rayonnement depuis la radio jusqu'aux plus hautes énergies accessibles, du domaine du TeV, par les télescopes Tcherenkov. Les modèles d'émissions de ces sources se trouvent de plus en plus contraints, en particulier pour les blazars où les scénarios standards de type Synchrotron Self Compton (SSC) à une zone sont régulièrement mis en défaut par ce nouveau flot d'informations. Le sujet principal de cette thèse est l'étude approfondie des blazars dits « intermédiaires » entre les deux catégories spectrales depuis longtemps identifiées que sont les BL Lacs et les FSRQs (pour flat spectrum radio quasars).

En première approche nous menons une étude complète du blazar intermédiaire Ap Librae pour lequel nous montrons que la base du jet étendu joue un rôle très significatif dans le rayonnement global de la source. Pour cette étude nous présentons le développement d'un code SSC multi-zones traitant de manière cohérente les interactions radiatives entre les différentes composantes. Nous nous concentrons ensuite sur les caractéristiques radio observées par « very large baseline interferometry » (VLBI) du jet pouvant être utilisées pour contraindre efficacement les paramètres physiques et géométriques du modèle, et déduisons un lien fort entre les nodules radios observés dans le jet et la zone compacte émettant en gamma.

En seconde approche nous caractérisons une population de blazars par l'étude des spectres radios, qui à l'instar d'Ap Librae présentent un jet relativement puissant devant l'émission d'une zone compacte SSC. Nous proposons une classification nouvelle des blazars basée sur les propriétés cinématiques des jets VLBI dans un échantillon de 167 sources sélectionnées dans la base de données de la collaboration MOJAVE. La présence d'une corrélation entre la cinématique radio et la classe spectrale met en avant la nature de cette classe intermédiaire, dont nous vérifions par la suite la cohérence dans un scénario d'unification des blazars.

Cette thèse étant également au sein de la collaboration du réseau de télescopes Tcherenkov H.E.S.S., nous présentons les résultats d'analyse de sources nouvellement détectées ou très prometteuses aux très hautes énergies. Nous exposons aussi les développements récents d'une méthode d'amélioration de la précision astrométrique du réseau par le suivi d'étoiles sur les caméras.

Mots clés : noyaux actifs de galaxies, blazars, rayonnement non-thermique, multi-longueurs d'onde, astrophysique des très hautes énergies, H.E.S.S., modélisation synchrotron self-Compton, jets radio VLBI